EMANUEL VASILIU

Lumina- UNDĂ SAU CORPUSCUL?

COLECȚIA LYCEUM

EDITURA ALBATROS



EMANUEL VASILIU

Lumina – undă sau corpuscul?





EDITURA ALBATROS
1976

CUVÎNT ÎNAINTE

Ce este lumina? Aceasta a fost întrebarea pe care ne-am pus-o încă din primele pagini ale cărții *Lumina-undă electromagnetică?*, editată în cadrul acestei colecții, în anul 1973. În această carte s-au expus, în mod cronologic, încercările fizicienilor de a da un răspuns științific, pînă către sfîrșitul secolului al XIX-lea. În acea perioadă se credea că răspunsul ar fi fost conturat, cel puțin în liniile sale esențiale, în sensul că *lumina reprezintă o undă electromagnetică*.

Cercetările ulterioare, care constituie conținutul lucrării de față, au arătat însă că fenomenele luminoase au un caracter mult mai complex decît se părea. Astfel, au fost puse în evidență, în mod experimental, noi fenomene—dintre care cele mai importante sînt radiația corpului negru și efectul fotoelectric, în cazul luminii vizibile—,care refuzau să se încadreze în teoria ondulatorie. Gama undelor electromagnetice s-a extins prin descoperirea radiațiilor X și γ, radiații care păreau a avea mai degrabă un caracter corpuscular, decît un caracter ondulatoriu. În toate aceste fenomene, radiațiile electromagnetice se dezvăluiau sub un aspect cu totul nou. Totul se întîmpla ca și cum radiațiile electromagnetice ar fi formate din corpusculi, care au căpătat denumirea de *fotoni*.

Desigur că n-ar fi apărut nici o complicație dacă totalitatea fenomenelor în care sînt implicate radiațiile electromagnetice ar fi putut fi explicate de pe pozi-

țiile unei noi teorii pur corpusculare. În acest caz, fizicienii ar fi trebuit să-și schimbe cu 180° concepțiile despre natura luminii și cu aceasta problema ar fi fost rezolvată.

Situația era însă mult mai complexă. Aceleași radiații electromagnetice, fie că reprezentau lumină, radiații X sau radiații γ, își arătau, în unele cazuri, într-o manieră de necontestat, caracterul ondulatoriu, iar în altele, caracterul corpuscular. Toate încercările de a construi o teorie care să explice în mod consecvent totalitatea fenomenelor, fie de pe pozițiile unei concepții pur ondulatorii, fie de pe pozițiile unei concepții pur corpusculare, s-au dovedit a fi infructuoase. La aceasta mai contribuia încă o constatare: unele fenomene, cum ar fi cele de interferență și de difracție, puteau fi explicate numai cu ajutorul unei teorii ondulatorii, altele, cum ar fi radiația corpului negru, efectul fotoelectric și efectul Compton, numai cu ajutorul unei teorii corpusculare și, ceea ce era surprinzător, exista o a treia categorie de fenomene care puteau fi explicate în mod corect de fiecare teorie în parte.

Aproape concomitent, fizicienii au mai fost puși în fața unei situații asemănătoare: electronii, despre care se părea că nu există nici o îndoială în privința naturii lor corpusculare, prezentau proprietăți ondulatorii, manifestate, de exemplu, prin fenomene de difracție.

Faptele experimentale arătau, în mod clar, că răspunsul la întrebarea: *ce este lumina-undă sau corpuscul?* trebuia dat împreună cu răspunsul la întrebarea: *ce este electronul-corpuscul sau undă?* Numai în acest mod poate fi înțeleasă *dualitatea undă-corpuscul*, caracteristică nu numai fotonilor și electronilor, dar și tuturor particulelor elementare.

În cele ce urmează, vom expune, de asemenea, adoptînd un punct de vedere istoric, noile fenomene în

care intervin radiațiile electromagnetice, precum și încercările de a le explica, urmînd ca într-o altă lucrare să prezentăm proprietățile corpusculare și ondulatorii ale electronilor, după care vom putea da un răspuns complet la întrebarea din titlul acestei cărți, răspuns care constituie una dintre cele mai grandioase și splendide lecții pe care ni le-a ținut fizica modernă.

București, noiembrie 1975

AUTORUL

NOI FAPTE EXPERIMENTALE

Atenția noastră a fost îndreptată, în cadrul volumului *Lumina-undă electromagnetică?*, cu precădere, asupra fenomenelor de interferență, difracție și polarizare, fenomene prin excelență ondulatorii. În explicarea acestora, lungimea de undă a luminii nu joacă un rol fundamental. Într-adevăr, fenomenele sînt — în esență — identice, chiar dacă lungimea de undă devine — de exemplu — de două ori mai mare sau, din contra, de două ori mai mică. Evident, modificarea lungimii de undă atrage după sine unele schimbări, care însă nu afectează esența fenomenelor.

Radiațiile luminoase prezintă și o altă serie de *fenomene puternic dependente de lungimea de undă*, fenomene care vor constitui obiectul prezentului capitol. Multe dintre ele au fost descoperite cu mult timp înainte ca *James Clark Maxwell* (1831—1879) să fi ajuns la concluzia că lumina este o undă electromagnetică. Desigur, într-o lucrare ca aceasta, în care se urmărește — în primul rînd — istoria evoluției ideilor despre natura luminii și nu istoria descoperirii diferitelor fenomene luminoase, respectarea strictă a cronologiei este imposibilă. Cu această precizare să ne întoarcem la începutul secolului al XIX-lea.

RADIAȚIILE INFRAROȘII

În 1801 *Friedrich Wilhelm Herschel* (1738—1822) a avut ideea de a studia experimental, cu ajutorul unui termometru foarte sensibil, proprietățile termice ale spectrului luminii

solare, obținut cu ajutorul unei prisme. Rezultatul acestui studiu a fost surprinzător: temperatura creștea pe măsură ce termometrul se îndepărta de porțiunea violetă și se apropia de porțiunea roșie, pentru ca să atingă valoarea maximă într-o regiune situată în afara spectrului.

Herschel s-a gîndit că singura explicație posibilă a acestui fenomen constă în existența în lumina solară a unei radiații invizibile pentru ochiul omenesc. Față de aceasta, sticla ar prezenta un indice de refracție mai mic decît cel pentru lumina roșie. Radiația a căpătat denumirea de *infraroșie*, deoarece locul ei în spectrul radiației solare este lîngă componenta roșie, în regiunea lungimilor de undă mai mari.

Herschel a arătat că radiațiile infraroșii sînt reflectate și refractate ca și lumina vizibilă. Ulterior, în 1840, *James David Forbes* (1809—1868) și *Carl Hermann Knoblauch* (1820—1895) au efectuat experiențe cu radiații infraroșii polarizate; în 1817 *Léon Foucault* (1819—1868) și *Armand Fizeau* (1819—1896) experiențe de interferență, iar în 1879 *Mouton* a reușit să măsoare experimental lungimea lor de undă.

RADIAȚIILE ULTRAVIOLETE

Să ne întoarcem din nou la începutul secolului al XIX-lea, și anume tot în anul 1801, cînd *Johann Wilhelm Ritter* (1776—1810) a avut ideea de a proiecta spectrul solar pe o placă acoperită cu nitrat de argint. Ritter a observat că înnegrirea se extinde și în afara spectrului vizibil, în regiunea de lîngă violet. Ritter și-a dat seama că în acest caz apare, de asemenea, o radiație invizibilă pentru ochiul omenesc și pentru care sticla prezintă un indice de refracție mai mare decît cel pentru radiațiile violete vecine. Aceste radiații au căpătat denumirea de *ultraviolete* deoarece în spectrul radiațiilor solare sînt situate lîngă regiunea violetă în domeniul lungimilor de undă mai mici. Ulterior, această extindere a

spectrului a fost precizată de către *Thomas Young* (1773 — 1829) și *William Hyde Wollaston* (1766—1828) în 1811.

Descoperirea fotografiei și succesele acesteia au jucat un rol hotărîtor pentru studiul radiațiilor ultraviolete, deoarece s-a constatat că aceasta este foarte sensibilă la acțiunea lor. Și radiațiile infraroșii pot fi fotografiate, însă în acest caz trebuie utilizate plăci sensibilizate în mod corespunzător.

SPECTRE DE EMISIE ȘI DE ABSORBȚIE

La începutul anului 1802, la numai cîteva luni după ce Herschel descoperise radiațiile infraroșii, iar Ritter pe cele ultraviolete, Wollaston a observat în spectrul luminii solare nenumărate linii întunecate, dispuse în mod neuniform de la un capăt la celălalt. Wollaston nu a acordat atenție acestor linii, crezînd că ele ar reprezenta granițele dintre diversele culori.

Aceste linii au fost studiate amănunțit de către *Joseph Fraunhofer* (1787—1826). Din această cauză ele au căpătat denumirea de *linii Fraunhofer*.

Fraunhofer era preocupat de construirea unor sisteme de lentile acromate. În acest scop, el trebuia să cunoască curba de variație a indicelui de refracție cu lungimea de undă, pentru sticlele de diverse calități. Ridicarea unei asemenea curbe necesita existența unor surse de radiații monocromatice cu lungimi de undă cît mai bine definite și cît mai reproductibile de la o experiență la alta.

Atenția lui Fraunhofer s-a îndreptat tocmai asupra acestor linii întunecate care apăreau în spectrul luminii solare. Pentru a le putea observa mai bine, Fraunhofer a plasat în fața prismei un colimator, iar spectrul l-a studiat cu ajutorul unei lunete. Fraunhofer a construit astfel primul *spectroscop*, în adevăratul sens al cuvîntului.

Experiențele amănunțite și foarte precise pe care le-a efectuat, i-au arătat că poziția acestor linii în spectru rămîne aceeași de la o experiență la alta, ceea ce l-a determinat să tragă concluzia că lungimea de undă corespunzătoare acestora are o valoare fixă, bine determinată. Fraunhofer a găsit ceea ce a căutat, adică niște puncte fixe de referință față de care el putea să determine în mod precis lungimea de undă. Cele mai importante linii, din cele 676 pe care le-a identificat, le-a notat cu literele *A*, *B*, ..., *a*, *b*,... O porțiune din spectrul vizibil al luminii solare în care se observă liniile negre de absorbție ale lui Fraunhofer este reprezentată în fig. 1.

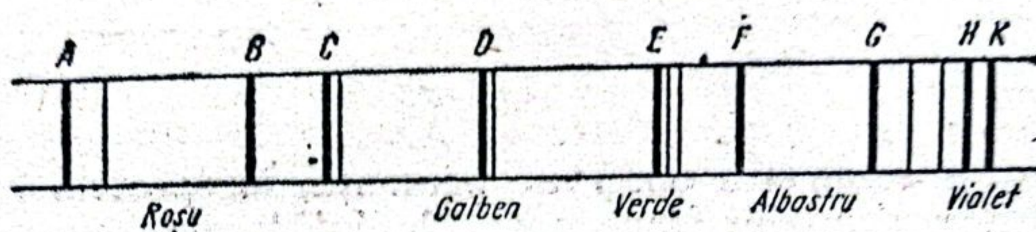


Fig. 1. O porțiune din spectrul vizibil al luminii solare, în care se observă liniile de absorbție ale lui Fraunhofer.

În continuare, Fraunhofer a avut ideea de a compara spectrul radiației emisă de o lumînare sau de o lampă cu petrol, cu cel al razelor solare. Măsurînd lungimile de undă, el a stabilit că linia galbenă, luminoasă, din spectrul luminii emise de o lumînare sau de o lampă cu petrol, corespunde liniei întunecate *D* din spectrul solar. Ulterior, s-a observat că linia *D* este formată, în realitate, din două linii foarte apropiate.

Atenția lui Fraunhofer s-a îndreptat și înspre lumina provenită de la Lună, precum și de la stele. Experiențele i-au arătat că liniile negre prezintă aceeași repartiție, atît în lumina solară cît și în lumina provenită de la Lună, fenomen ușor de explicat avînd în vedere că Luna nu face altceva decît să reflecte razele solare.

Studiul spectrului luminii emise de către stele a arătat însă că în acest caz apar unele diferențe față de spectrul luminii solare, diferențe manifestate prin prezența unor linii negre și absența altora.

Nici Fraunhofer şi nici ceilalţi fizicieni contemporani cu el nu şi-au dat seama de importanţa acestei descoperiri şi de implicaţiile pe care le va avea asupra evoluţiei cunoştinţelor despre lumină.

Studiul spectrelor radiaţiilor emise de diferite surse începe treptat să atragă mai mulţi fizicieni.

Astfel, în 1822, *David Brewster* (1781—1868) a avut ideea să studieze spectrul emis de flacăra unei lămpi cu alcool, în care a introdus sare de bucătărie. În spectrul radiaţiei emise, Brewster a observat foarte clar linia luminoasă *D*. De aici, el a tras concluzia că răspunzător de apariţia acestei linii nu poate fi decît sodiul din sarea de bucătărie.

John Friedrich William Herschel (1792—1871), fiul lui W. Herschel descoperitorul radiaţiilor infraroşii, a introdus în flacăra lămpii cu care îşi efectua experienţele diferite cloruri ale unor metale şi a observat prezenţa, în spectrul luminii emise, a unui număr foarte mare de linii luminoase, colorate în mod diferit, în funcţie de natura sării.

Această problemă a fost reluată de către *William Talbot* (1800—1877). Observaţiile sale asupra liniilor colorate, care apar în spectrul radiaţiei în funcţie de natura sării utilizate, l-au determinat să le atribuie metalului conţinut în acestea. Faptul că fiecare metal este răspunzător de apariţia unor linii luminoase caracteristice, l-a făcut să afirme că *„ne putem aştepta într-o zi ca experienţele de optică să proiecteze o nouă lumină asupra chimiei"*.

Studiul spectrelor emise de diferite substanţe în stare gazoasă a fost uşurat considerabil de către *Robert Wilhem Bunsen* (1811—1899) care a construit un bec ce-i poartă numele[1]. Un *bec Bunsen* produce o ardere completă a gazului. Se obţine astfel o flacără care, deşi este foarte fierbinte, este puţin luminoasă.

În 1835 *Charles Wheatstone* (1802—1875), studiind spectrele radiaţiilor emise de către arcurile electrice, a ajuns la concluzia că liniile luminoase colorate sînt determinate de

---

[1] Becul Bunsen a fost perfecţionat de fizicianul român Nicolae Teclu (1836—1916). (Vezi Huţanu Gh., Efecte fundamentale în fizică, Editura Albatros, Bucureşti, 1975, pag. 35.)

metalul din care sînt confecționați electrozii. Efectuînd experiențe cu electrozi din zinc, cobalt, bismut, plumb etc., Wheatstone a determinat liniile colorate caracteristice acestora. Poate și sub influența lucrărilor lui Talbot, Wheatstone era convins că liniile luminoase se datoresc exclusiv metalului din care sînt confecționați electrozii și, ca atare, nu depind de natura gazului în care are loc descărcarea.

Această concluzie a fost combătută de către *Anders Jonas Angström* (1814—1874), care a reușit să demonstreze experimental, în 1855, că dacă se scade presiunea gazului în care are loc descărcarea pînă la o valoare suficient de mică, atunci spectrul luminii emise este practic independent de natura electrozilor. Liniile spectrale sînt deci determinate, în acest caz, numai de gazul în care are loc descărcarea.

În 1856, *Heinrich Geissler* (1824—1879) a inventat un tub de descărcare care-i poartă numele. Cu ajutorul unui *tub Geissler* se pot studia foarte ușor spectrele radiațiilor emise de gazele rarefiate.

Spectrele pe care le-am prezentat se caracterizează prin prezența unor linii luminoase clare, diferit colorate, pe un fond întunecat. Ele poartă denumirea de *spectre de emisie*.

În 1833, *William Hallows Miller* (1801—1880), reușește să pună în evidență un nou tip de spectru, *spectrul de absorbție*. Miller a avut ideea de a studia spectrul luminii unui corp incandescent, după ce, în prealabil, străbătuse un balon în care se aflau vaporii unei substanțe, în cazul experiențelor sale, iod și apoi brom. Miller a constatat că, în acest caz, spectrul obținut se caracterizează prin prezența unor linii întunecate pe un fond luminos, spre deosebire de cele de emisie, caracterizate prin prezența unor linii luminoase pe un fond întunecat.

În 1855, *Angström* și *George G. Stokes* (1819—1903) au observat egalitatea dintre lungimea de undă a liniei galbene din spectrul de emisie al sodiului și respectiv a liniei întunecate din spectrul de absorbție al luminii care, în prealabil, străbătuse un balon cu vapori de sodiu.

Stokes a încercat să explice această coincidență cu ajutorul unei analogii mecanice.

Astfel, el a considerat un corp atîrnat de un resort (vezi fig. 2). După cum se știe, acesta reprezintă un sistem oscilant. Într-adevăr, dacă i se dă un impuls corpului și apoi sistemul este lăsat liber, atunci acesta va începe să oscileze cu o anumită frecvență, determinată de proprietățile elastice ale resortului și de masa corpului. Datorită frecărilor, mișcarea oscilatorie va fi amortizată astfel că, după un timp mai lung sau mai scurt, oscilațiile vor înceta.

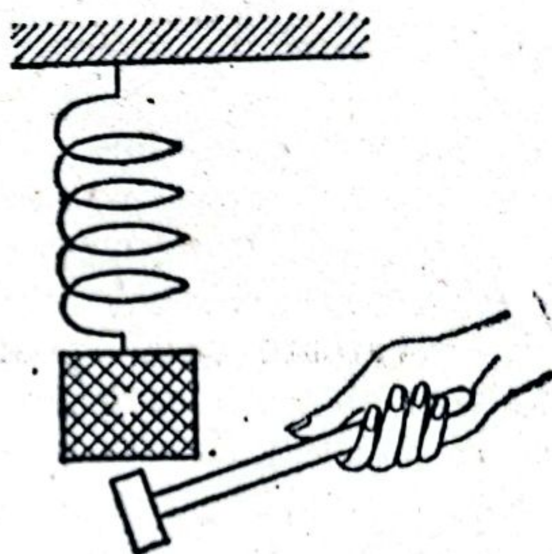


Fig. 2. **Sistem mecanic oscilant.**

Cum putem să menținem permanent în oscilație acest sistem? Răspunsul nu este greu de dat: trebuie să furnizăm energie corpului, de exemplu cu ajutorul unui ciocănel care trebuie să îl lovească în momente de timp potrivite. În acest caz, oscilațiile corpului vor avea o amplitudine apreciabilă. Se afirmă că sistemul a intrat în *rezonanță*. Condiția de rezonanță este dată de *egalitatea dintre frecvența proprie de oscilație a sistemului și frecvența cu care acționează forța perturbatoare*. La rezonanță, sistemul oscilant absoarbe puternic energie de la forța perturbatoare.

Acest fenomen explică, după Stokes, originea spectrelor de emisie și de absorbție. Astfel, dacă un gaz este străbătut de către lumina albă care conține o gamă largă de frecvențe, atunci atomii acestuia intră în rezonanță și absorb radiațiile de lungimile de undă corespunzătoare, dînd naștere astfel la liniile întunecate. Din contră, în cazul spectrelor de emisie, atomii

execută oscilații pe seama energiei sursei, emițînd linii cu aceleași lungimi de undă.

Legătura dintre spectrele de emisie și de absorbție a fost studiată și de către *Gustav R. Kirchhoff* (1824 – 1887) și *Bunsen*, care în 1859 au pus în evidență experimental fenomenul de *inversiune a liniilor spectrale*. Esența fenomenului apare clar din următoarele experiențe.

În cazul primei experiențe, Kirchhoff și Bunsen au observat inițial spectrul luminii emise de un corp incandescent. După cum fusese stabilit mai dinainte, acest spectru era continuu, fiind caracterizat prin absența liniilor Fraunhofer. Apoi, Kirchhoff și Bunsen au plasat în calea razei de lumină care intra în spectroscop, flacăra unui bec Bunsen în care au introdus sare de bucătărie. În acest caz, în regiunea galbenă a spectrului apar două linii întunecate, foarte fine și subțiri, care corespund celor două linii *D* din spectrul luminii solare. Au fost obținute astfel, pentru prima dată, în mod artificial, liniile Fraunhofer din spectrul luminii solare, într-un spectru în care ele nu erau prezente inițial.

Cea de-a doua experiență este de o eleganță uimitoare. Într-adevăr, pînă atunci toți fizicienii studiaseră spectrul luminii emise fie de soare, fie de diversele substanțe introduse în flacăra unui bec Bunsen. Kirchhoff și Bunsen au avut primii ideea de a studia spectrul luminii solare după ce aceasta, în prealabil, străbătuse flacăra unui bec în care au introdus atomi de sodiu. În acest scop, cei doi fizicieni au obținut inițial spectrul luminii solare, cu ajutorul unei prisme. Cum era de așteptat, pe un fond luminos, colorat în succesiunea culorilor spectrului, apăreau liniile negre ale lui Fraunhofer. În particular, în regiunea galbenă apăreau cele două linii *D*. În continuare, Kirchhoff și Bunsen au introdus în drumul razei solare flacăra unui bec în care se aflau atomi de sodiu. Cu ajutorul unui ecran opac, raza de soare putea fi împiedicată să ajungă la flacăra becului și de aici la prismă.

Esența fenomenelor apare mai clar dacă considerăm, pentru început, că ecranul opac este introdus. În acest caz, în spectroscop pătrunde numai lumina emisă de flacăra becu-

lui. Cum era de așteptat, pe un fond întunecat apar cele două lumini galbene strălucitoare *D*, exact în locul în care se aflau cele două linii întunecate *D* din spectrul luminii solare. Dacă se scotea ecranul, adică dacă se dădea voie ca în spectroscop să pătrundă raza solară, după ce în prealabil străbătuse flacăra becului, atunci spectrul se inversa, fondul devenea luminos, iar liniile întunecate. Din această cauză, acest fenomen a căpătat denumirea de *inversiunea liniilor spectrale*.

Cum au explicat Kirchhoff și Bunsen acest fenomen? Nu vom expune raționamentele lor, deoarece ele nu reușesc să explice toate particularitățile fenomenului și anume faptul că spectrul de absorbție nu este exact inversul spectrului de emisie. Astfel, în funcție de temperatura la care se află atomii, unele linii sînt prezente în spectrul de emisie și absente în spectrul de absorbție, sau invers. Considerațiile lui Kirchhoff și Bunsen se bazau, de asemenea, pe ideea de rezonanță, atomii absorbind puternic radiațiile cu lungimile de undă pe care ei le emit în procesul invers. Această idee nu este, desigur, nouă. Cei doi fizicieni i-au dat însă o fundamentare științifică nouă prin luarea în considerare a temperaturii la care se aflau cele două surse.

Cu ocazia acestor studii, Kirchhoff și Bunsen au reușit să explice originea liniilor Fraunhofer din spectrul luminii solare. După Kirchhoff și Bunsen, lumina solară este emisă de suprafața foarte fierbinte a Soarelui, denumită *fotosferă*. În continuare, lumina străbate atmosfera solară formată din vapori și gaze care au o temperatură mai scăzută decît cea a fotosferei. Elementele care se află în atmosfera solară absorb și emit radiațiile care le sînt caracteristice. Datorită temperaturii mai scăzute, lumina absorbită este mai intensă decît lumina emisă. Din această cauză, liniile corespunzătoare elementelor din atmosfera solară apar întunecate pe fondul luminos al spectrului emis de fotosferă.

Dacă aceste raționamente sînt corecte, atunci ar trebui ca în cazul în care se observă lumina emisă numai de atmosfera solară, să se obțină un spectru format din linii luminoase pe un fond întunecat. O asemenea observație este posibilă numai în cazul eclipselor totale de Soare, și anume în momentul imediat premergător începerii, respectiv în momentul

imediat următor sfîrșitului eclipsei. Pentru a verifica această ipoteză a lui Kirchhoff și Bunsen, în anul 1868, o expediție științifică a Academiei Franceze de Științe, sub conducerea astronomului *Pierre Jules César Janssen* (1824—1907) s-a deplasat în India pentru a studia eclipsa totală de soare din acel an. Cercetările experimentale au arătat că, într-adevăr, atunci cînd nucleul incandescent al soarelui este mascat de lună și cînd numai atmosfera solară emite lumină, toate liniile întunecate Fraunhofer devin luminoase. Acest tip de spectru a căpătat denumirea de *spectru fulger*, deoarece poate fi observat numai în interval de timp foarte scurt.

Avînd în vedere că fiecare element chimic absoarbe sau emite un număr de linii spectrale care-i sînt caracteristice, Kirchhoff și Bunsen au arătat că, dacă se cunosc liniile spectrale pentru toate elementele, atunci este posibil să se facă o analiză chimică pe cale spectrală a compoziției unei substanțe necunoscute. În acest scop, este necesar să se determine spectrul de emisie sau de absorbție al substanței necunoscute și să se măsoare lungimile de undă ale liniilor spectrale. Confruntînd valorile astfel obținute cu catalogul liniilor spectrale caracteristice diverselor elemente, se poate stabili natura atomilor prezenți, în substanța respectivă.

Pentru aplicarea cu succes în practică a metodei propuse, era necesar să se determine liniile spectrale ale tuturor elementelor. În acest scop, Bunsen a făcut experiențe amănunțite. Cu această ocazie, el a descoperit două noi elemente din grupa metalelor alcaline. Făcînd analiza spectrală a produselor naturale care conțin sodiu, potasiu și litiu, Bunsen a observat prezența a două linii — una de culoare rubinie și alta albastră, de culoarea cerului senin — care nu aparțineau nici unui element cunoscut pînă atunci. Bunsen și-a dat imediat seama că aceste linii spectrale trebuie să aparțină unor noi elemente. Într-adevăr, el a reușit să separe pe cale chimică două noi metale: *rubidiul* și *cesiul*. De altfel, numele dat acestora reflectă istoricul descoperirii lor, deoarece rubidiul emite o linie rubinie, iar cesiul (caesius = albastrul de culoarea cerului senin) două linii albastre.

Ideea lui Kirchhoff și Bunsen, privitoare la faptul că fiecare atom al unui element are spectrul său de linii care îi

este caracteristic, nu a fost recunoscută decît mult mai tîrziu şi anume în 1874, graţie lucrărilor astrofizicianului *Norman Lockyer* (1836—1920). Este interesant de remarcat că această idee fusese deja formulată de către Maxwell în 1860 şi apoi de către Boltzmann în 1866.

De ce a fost recunoscută aşa de tîrziu această idee? Răspunsul este simplu: dacă se admitea că atomii fiecărui element produc un spectru caracteristic, atunci trebuia, în mod necesar, să se admită că atomii au o structură, ceea ce înseamnă că un atom nu este indivizibil, aşa cum arată numele său.

Curînd după aceasta au fost descoperite, prin metodele analizei spectrale, noi elemente. Astfel, în 1861 *William Crookes* (1832—1919) descoperă *thaliul*, în 1863 *Ferdinand Reich* (1799—1882) şi *Hieronymus Theodor Richter* (1824—1898) — *indiul*, în 1875 *Lecoq de Boisbaudran* (1838—1912) — *galiul*, iar în 1895 *heliul*. În ceea ce priveşte descoperirea heliului, este interesant de menţionat că încă din perioada anilor 1860—1870 fusese stabilit că în spectrul luminii solare există nişte linii care nu sînt prezente în spectrul nici unui element cunoscut pe Pămînt. Din această cauză, iniţial s-a crezut că acest element este prezent numai în Soare. De altfel, însăşi denumirea de heliu, care i-a fost acordată, atestă originea sa solară. În 1895 s-a reuşit să se obţină heliu şi în laborator, iar ulterior s-a stabilit că heliul este prezent şi în atmosfera Pămîntului, dar într-o proporţie foarte mică.

Necesităţile analizei spectrale au determinat o îmbunătăţire continuă a tehnicii experimentale, în special a reţelelor de difracţie. Astfel, constructorul german de micrometre *F.A. Nobert* a reuşit, în 1850, să construiască o reţea de difracţie cu 6 000 de trăsături pe o lăţime de 2,5 cm. Reţeaua de difracţie rămînea totuşi inferioară prismei din punctul de vedere al puterii de separare a două linii vecine. Această situaţie a durat însă numai pînă în 1870 cînd, în S.U.A., *L.M. Rutherford* a reuşit să construiască prima reţea superioară celei mai bune prisme. Ea avea 35 000 de trăsături rea-

lizate cu ajutorul unui diamant pe o oglindă metalică a cărei lățime era de 5 cm.

Un pas important în construirea rețelelor de difracție a fost făcut la sfîrșitul secolului al XIX-lea de către *Henry Rowland* (1848—1901), care a construit mașini speciale pentru confecționarea acestora. Cea mai bună rețea de difracție a lui Rowland avea 100 000 de trăsături pe o lățime de 15 cm. Rowland a fost primul care a confecționat o rețea de difracție pe o oglindă concavă. Cu ajutorul acesteia el a obținut în 1897 o fotografie a spectrului solar în care se puteau observa 2 000 de linii Fraunhofer.

DISPERSIA LUMINII

În vid, viteza de propagare a luminii nu depinde de lungimea de undă. Această concluzie poate fi considerată ca fiind stabilită cu mare precizie în urma observațiilor astronomice. Astfel, observațiile lui *Dominique-François Arago* (1786—1853) asupra eclipselor stelelor îndepărtate au arătat că între lumina care ajunge pînă la noi, la începutul și respectiv la sfîrșitul eclipsei, nu există nici o diferență în ceea ce privește compoziția spectrală. Aceasta este posibil numai dacă viteza de propagare a luminii în vid nu depinde de lungimea de undă.

Într-adevăr, să considerăm ieșirea din eclipsă a unei stele. În acest moment, înspre pămînt începe să se propage un impuls luminos. Să considerăm, pentru simplificarea raționamentelor, că impulsul este format din două radiații monocromatice, una de culoare albastră și alta de culoare roșie și să presupunem că în vid viteza de propagare a radiației, roșie, de exemplu, este mai mare decît cea a radiației albastre. Dacă lucrurile stau așa, ar trebui ca la ieșirea din eclipsă să sosească mai întîi radiația roșie și apoi cea albastră. Lumina observată ar apărea mai întîi roșie și apoi ar

trece, treptat, înspre culoarea normală. Repetînd raționamentele, ar trebui ca la începutul eclipsei culoarea luminii să treacă treptat de la cea normală spre albastru.

De la primele cercetări asupra dispersiei luminii, efectuate încă din 1672 de către *Isaac Newton* (1643—1727) cu ajutorul prismelor, datele experimentale privitoare la acest fenomen s-au îmbogățit considerabil.

O încercare fructuoasă de a interpreta vastul material experimental a fost făcută în perioada 1829—1835 de către *Augustin-Louis Cauchy* (1789—1857). Cauchy, bazat pe ideile lui *Augustin-Jean Fresnel* (1788—1827), a considerat că, în corpuri, particulele acestuia sînt dispuse între cele ale eterului. Din această cauză, proprietățile eterului în corpuri diferă de cele ale eterului din vid.

Dezvoltînd această idee, Cauchy ajunge la următoarea relație care exprimă dependența indicelui de refracție n de lungimea de undă:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots$$

unde a, b, c sînt constante, caracteristice fiecărei substanțe, iar λ_0 este lungimea de undă în vid. În marea majoritate a cazurilor ne putem limita la primii doi termeni din formula lui Cauchy. Din această relație se observă că indicele de refracție n crește monoton cu scăderea lungimii de undă.

Formula lui Cauchy se verifică destul de bine experimental. Din această cauză, importanța istorică a acestei formule este deosebită, deoarece Cauchy a demonstrat pentru prima dată că teoria ondulatorie elastică poate să explice dispersia luminii.

Un fenomen nou este descoperit de către *Le Roux*, în 1862, care a observat că vaporii de iod prezintă o curbă de variație a indicelui de refracție cu lungimea de undă, mai complicată. Astfel, în fig. 3 (*c*) s-a reprezentat spectrul obținut prin metoda prismelor încrucișate în cazul în care în cea de a doua prismă se află vapori de iod. Acest fenomen a fost numit de către Le Roux *dispersie anomală* pentru a o

deosebi de *dispersia normală* care constă în creșterea monotonă a lui n cu scăderea lungimii de undă.

Cercetările lui *August Kundt* (1839—1894) efectuate în 1871 au arătat că fenomenul de dispersie anomală este întotdeauna legat de absorbția radiațiilor cuprinse în intervalul

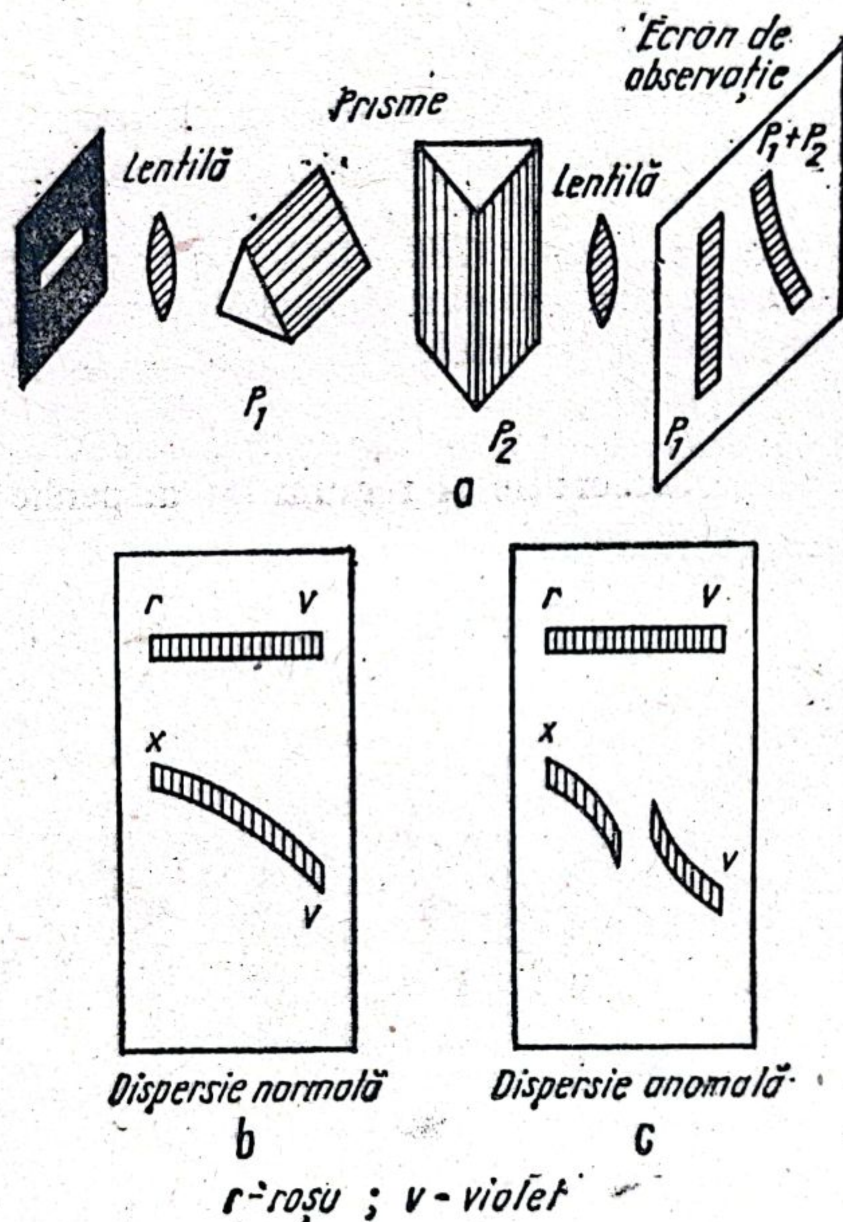


Fig. 3. Experiența lui Le Roux: (*a*) metoda prismelor încrucișate imaginată de către Newton; (*b*) forma spectrului în cazul dispersiei normale; (*c*) forma spectrului în cazul dispersiei anomale. Cu P_1 au fost notate spectrele care se obțin în cazul în care se află numai prisma P_1, iar cu $P_1 + P_2$, spectrele în cazul în care sînt prezente ambele prisme.

de lungimi de undă în care apare variaţia anomală a indicelui de refracţie şi că în afara acestor intervale indicele prezintă o variaţie normală. Variaţia lui n cu lungimea de undă este

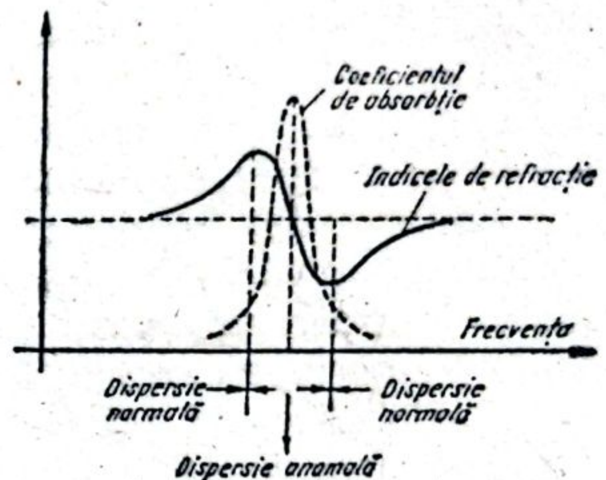


Fig. 4. Variaţia indicelui de refracţie şi a absorbţiei în funcţie de frecvenţă în cazul existenţei unei benzi de absorbţie.

formată, deci, din regiuni de dispersie anomală corespunzătoare benzilor de absorbţie şi regiuni de dispersie normală în intervalele dintre acestea (vezi fig. 4).

Această legătură dintre dispersia anomală şi absorbţie i-a permis lui Kundt să formuleze ideea că atomii absorbanţi

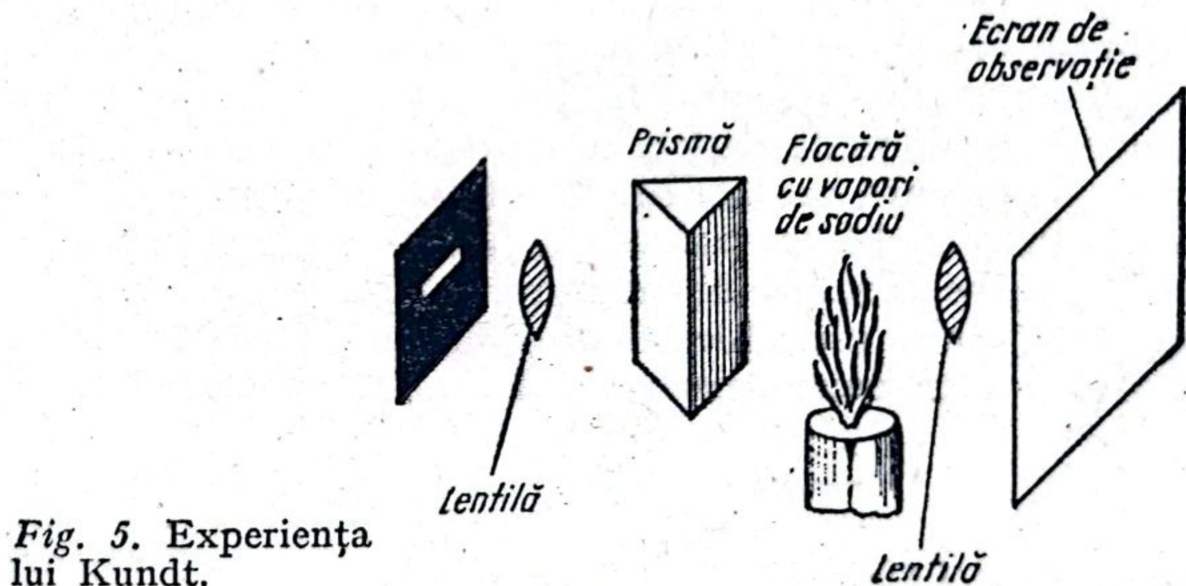


Fig. 5. Experienţa lui Kundt.

trebuie să prezinte dispersia anomală. Confirmarea acestei idei a fost găsită în mod întîmplător chiar de către Kundt, în cursul unei experienţe în care cerceta absorbţia luminii de către vaporii de sodiu (vezi fig. 5). În această experienţă, lumina provenită de la un izvor luminos era descompusă cu

ajutorul unei prisme așezată vertical, care dădea spectrul sub forma unei fîșii orizontale. În drumul razelor, Kundt a așezat un bec în a cărui flacără a introdus atomii de sodiu. Pentru a obține o linie cît mai întunecată, Kundt s-a gîndit că ar fi bine ca în flacăra becului să se afle cît mai mulți atomi de sodiu. Spre surprinderea lui, a constatat că în regiunea galbenă a spectrului apar nu numai liniile întunecate la care se aștepta, ci și curbarea spectrului în sensuri diferite, în regiunile din vecinătatea acestora.

Kundt a văzut în acest fenomen efectul dispersiei anomale. Într-adevăr, gazul flăcării în care se află atomii de sodiu formează un con a cărui secțiune juca rolul unei prisme orizontale. Această prismă, atît de originală, împreună cu prima prismă de sticlă, dispusă vertical, formau un sistem de prisme încrucișate, ca în experiențele similare ale lui Newton.

Dispersia anomală a fost explicată în 1871 de către *Sellmeier*. Ideea lui Sellmeier consta în a considera atomul ca fiind format, în esență, dintr-un sistem oscilant care interacționează cu eterul. După Sellmeier, dacă frecvența undelor incidente este egală cu una din frecvențele proprii de rezonanță ale atomului, atunci acesta intră în rezonanță, absorbind puternic energie de la lumina care se propagă prin eter, explicîndu-se astfel apariția liniilor întunecate, de absorbție. Considerațiile matematice, pe care nu le reproducem, au arătat că prezența acestor linii de absorbție este întotdeauna însoțită de o curbă anomală de variație a indicelui de refracție.

Cu toate că raționamentele lui Sellmeier au fost efectuate pe baza unui model, evident discutabil, formulele la care a ajuns se verificau experimental cu foarte mare exactitate.

DIFUZIA LUMINII

Un alt fenomen în care se manifestă dependența de lungimea de undă este *difuzia* sau *împrăștierea luminii*.

Ce se înțelege prin difuzia luminii? Să considerăm o undă de lumină care se propagă într-un mediu. Dacă mediul este

omogen atunci, de exemplu, o undă plană rămîne tot plană în propagarea sa. Prezența neomogenităților într-un mediu produce o deviere a direcției de propagare a luminii prin fenomene de difracție. În consecință, o undă plană care se propagă printr-un mediu neomogen, nu-și mai păstrează această calitate.

Fenomenele depind foarte mult de dimensiunile neomogenităților. Dacă dimensiunile neomogenităților sînt mici în comparație cu lungimea de undă, atunci figura de difracție care se obține nu se caracterizează prin apariția unor maxime sau minime de intensitate, ci printr-o distribuție destul de uniformă a iluminării după toate direcțiile. Difracția produsă de asemenea neomogenități mici în comparație cu lungimea de undă se numește *difuzia luminii*.

Legile difuziei au fost stabilite experimental, în 1868, de către *John Tyndall* (1820—1893). Pentru a le înțelege mai ușor, le vom prezenta pe un caz concret. Să îndreptăm lumina albă, provenită de la un izvor luminos, înspre o cuvă umplută cu apă făcută tulbure printr-un adaus de cîteva picături de lapte.

Experiența arată că:

— de-a lungul unei direcții laterale de observare lumina difuzată are o nuanță albăstruie, ceea ce înseamnă că fasciculul este mai bogat în radiații cu lungimi de undă mai mici;

— raza care a străbătut cuva prezintă o nuanță roșiatică, ceea ce înseamnă că fasciculul transmis este mai bogat în radiații cu lungimi de undă mai mari.

Explicarea acestor legi prin studiul difracției produse de neomogenitățile spațiale de forme arbitrare și dispuse în mod întîmplător, reprezintă o problemă foarte complicată, datorită complexității calculelor.

LUMINESCENȚA

În general, prin *luminescență* se înțelege orice emisiune de lumină care are alte cauze decît cele termice. Deși luminescența fusese descoperită încă din secolul al XVI-lea de

către medicul spaniol *Nicolo Monardes*—care a constatat că dacă se privește dintr-o parte un vas ce conține o soluție de extract de lemn de nefrită, soluție care are culoarea galben palid, atunci se observă o lumină albastră foarte frumoasă — studiul ei sistematic a fost efectuat abia începînd de la mijlocul secolului al XIX-lea, de către Stokes.

Particularitățile fenomenului de luminescență pot fi puse în evidență cu ajutorul unei experiențe simple, a cărei schemă este reprezentată în fig. 6.

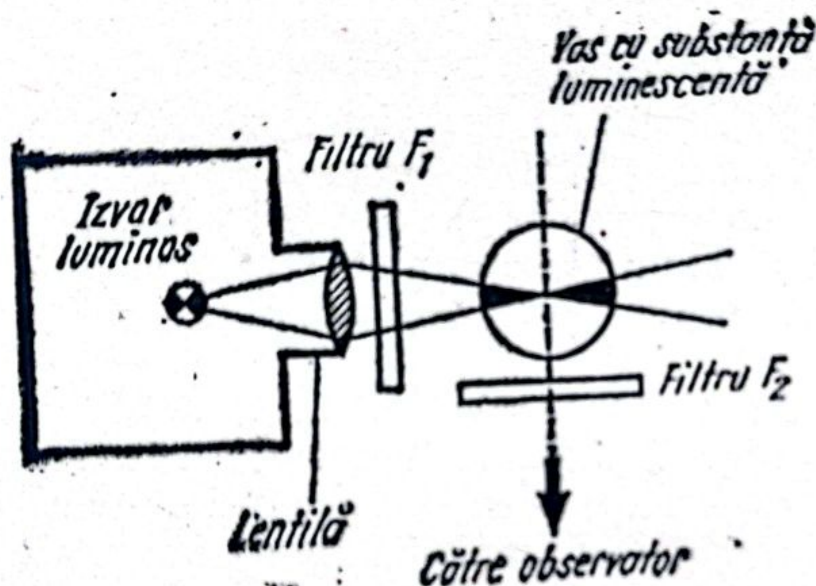


Fig. 6. Schema experienței pentru studiul luminescenței.

Lumina albă, provenită de la un izvor luminos puternic, este concentrată cu ajutorul unei lentile asupra unui vas în care se află o soluție cu substanța ale cărei proprietăți se studiază. Observatorul vede, dintr-o parte, pe fondul întunecat, urma fasciculului de lumină, desenată înnegrit în această figură, însă nu sub forma unei fîșii albe, ci sub forma unui fascicul de o anumită culoare care depinde de natura substanței studiate: verde pentru fluoresceină, portocaliu pentru radomină, albastru pentru chinină etc.

Interpunînd diverse filtre complementare, F_1 și F_2, între izvorul de lumină și substanța studiată, respectiv între ochiul observatorului și substanța studiată, Stokes a stabilit, în 1852, regula care îi poartă numele, conform căreia *lumina*

emisă prin luminescență se caracterizează prin lungimi de undă mai mari decît cele ale luminii absorbite de corp (vezi fig.7).

S-a constatat experimental că există substanțe care încetează practic instantaneu să emită lumină prin luminescență atunci cînd se întrerupe iradierea cu lumină incidentă. Asemenea substanțe se numesc *fluorescente*. Există însă și o altă categorie de substanțe la care emisiunea de lumină persistă un timp mai lung sau mai scurt, ajungînd chiar

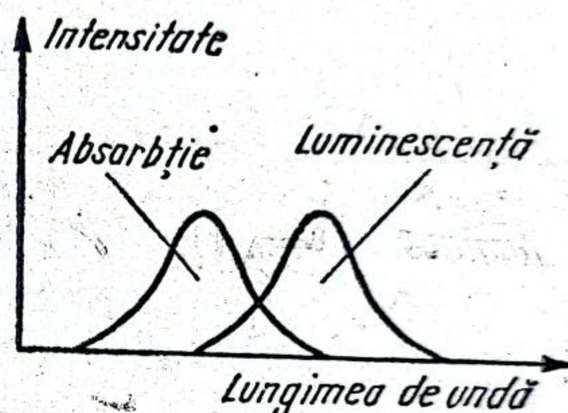


Fig. 7. Spectrul radiațiilor absorbite și respectiv emise prin luminescență.

pînă la cîteva ore sau zile, din momentul întreruperii fluxului luminos incident. Aceste substanțe se numesc *fosforescente*.

În general, excitarea luminescenței se poate realiza prin mai multe metode.

În cazul fenomenului studiat de Stokes, excitarea luminescenței se realizează cu ajutorul luminii care este absorbită de către corpul respectiv. Această formă de luminescență se numește *fotoluminescență*. Tot în categoria fenomenelor de fotoluminescență se încadrează și excitarea luminescenței prin iradiere cu radiații ultraviolete sau raze X.

O altă formă de luminescență este *chemiluminescența*. În acest caz, procesul de emisie a luminii prin luminescență se datorește unor reacții chimice. Din această categorie de fenomene face parte, de exemplu, emisia luminoasă a lemnului intrat în putrefacție sau cea a fosforului care se oxidează lent în contact cu aerul.

Luminescența poate fi produsă și cu ajutorul unui cîmp electric. Această formă de luminescență se numește *electroluminescență*. Electroluminescența apare în timpul descărcărilor electrice în tuburile de descărcare umplute cu diferite gaze sau vapori.

În sfîrșit, o ultimă formă de luminescență este *catodoluminescența* care apare în cazul în care substanța luminescentă este bombardată cu raze catodice care, după cum vom vedea, reprezintă un fascicul de electroni.

LUMINA ȘI TEORIA ELECTRONILOR

Teoria cîmpului electromagnetic, fundamentată pe baza concepțiilor lui *Michael Faraday* (1791—1867) de către *Maxwell* și dezvoltată de *Heinrich Hertz* (1857—1894) avea un caracter *macroscopic*. În această teorie, substanțele sînt caracterizate prin niște constante (permitivitatea electrică, permeabilitatea magnetică etc.) a căror determinare depășește posibilitățile teoriei. Cu toate succesele importante obținute de această teorie, nu numai în optică, ea prezenta o deficiență esențială: nu ținea seama de *structura atomică* a substanței, structură în favoarea căreia pledau tot mai multe și mai diverse fenomene. *Teoria electronilor* își propune înlăturarea acestei deficiențe prin crearea unei teorii *microscopice* a fenomenelor electromagnetice.

RAZELE CATODICE

Noțiunile de *atom* și *moleculă* au fost fundamentate de către *John Dalton* (1766—1844) în urma studierii fenomenelor chimice. Pe la mijlocul secolului al XIX-lea, fizica a preluat de la chimie aceste noțiuni pe baza cărora a fundamentat *teoria cinetică a gazelor*, care reprezintă —din punct de vedere istoric — prima formă atomistică a fizicii.

În această teorie, gazele sînt considerate ca fiind formate din molecule aflate într-o continuă mișcare și care suferă numeroase ciocniri între ele. Această concepție despre struc-

tura gazelor a condus la ideea conceperii căldurii ca o mișcare moleculară. Cercetările efectuate de către *Joseph-Louis Gay-Lussac* (1778—1850), *James Prescott Joule* (1818—1889), *Robert Boyle* (1627—1691), *Edme Mariotte* (1620—1684), *Ludwig Eduard Boltzmann* (1844—1906) și *Maxwell* au permis crearea unei teorii cinetice a gazelor, riguroase din punct de vedere științific și bine confirmate din punct de vedere experimental.

Nu vom expune rezultatele acestor cercetări, deoarece ele depășesc cadrul lucrării. Ne vom îndrepta însă atenția asupra descărcărilor electrice în gaze, în special asupra razelor catodice.

Cercetările în domeniul descărcărilor electrice în gaze sînt foarte vechi. Putem să le amintim pe cele ale lui *William Gilbert* (1540—1603), *Charles-François du Fay* (1698—1739), *Benjamin Franklin* (1706—1790) etc. Chiar Faraday a făcut, în 1838, cercetări asupra descărcărilor electrice.

Studiul descărcărilor electrice în gaze aflate la presiuni relativ scăzute l-a pasionat și pe *Julius Plücker* (1801—1868) care, după unele opinii, ar fi descoperit razele catodice cu această ocazie, în 1858.

După alte opinii, s-ar părea că razele catodice ar fi fost descoperite de *Johann Wilhelm Hittorf* (1824—1914), elevul lui Plücker, în 1869. În orice caz, cercetările lui Hittorf asupra razelor catodice au fost foarte amănunțite și bine fundamentate din punct de vedere experimental.

Studiile lui Hittorf asupra descărcărilor electrice în gaze au fost favorizate de perfecționarea tehnicii vidului, astfel încît el a putut să obțină în tuburile de descărcare presiuni mai mici de 1 *torr*.

Studiind descărcările electrice într-un gaz, Hittorf a observat că dacă presiunea lui este egală cu 1 *torr* atunci lîngă catod apare o regiune întunecată, urmată de o regiune luminoasă, după care se succede din nou o regiune întunecată. Această ultimă regiune lipsită de luminozitate a căpătat denumirea de *spațiul întunecat al lui Hittorf*. În continuare, mai apar regiuni luminoase alternate cu spații întunecate, care sînt neinteresante pentru cele ce urmează.

Hotărîtor pentru descoperirea razelor catodice a fost faptul că Hittorf a observat că pereții tubului în regiunea în care apare spațiul întunecat, care îi poartă numele, emit o lumină galben-verzuie, adică devin luminescenți.

Scăzînd presiunea gazului sub 1 *torr*, Hittorf a constatat că spațiul întunecat se extinde treptat de la catod la anod, simultan cu regiunea din tub în care apare luminescența. Cînd spațiul întunecat atinge celălalt capăt al tubului, pereții respectivi deveneau luminescenți.

Din aceste observații experimentale, Hittorf a tras concluzia că trebuie să existe ceva care nu se vede și care produce luminescența pereților de sticlă. Pentru a-și verifica ipoteza, Hittorf a introdus în spațiul dintre anod și catod o cruce de tablă. Pe fondul galben-verzui al luminescenței a apărut umbra crucii. Hittorf a descoperit astfel ceea ce *Eugen Goldstein* (1850—1930) avea să numească *raze catodice*.

Apropiind un magnet de tubul cu raze catodice, Hittorf a constatat că acestea sînt deviate. Razele catodice se comportă ca un curent electric care ar circula de la anod la catod printr-un fir conductor imaginar, foarte flexibil, care ar fi fixat la catod.

Cromwell Fleetwood Varley (1828—1883) a arătat că proprietățile acestor raze pot fi explicate relativ ușor dacă se admite că ele sînt formate din particule care se deplasează în linie dreaptă sub acțiunea cîmpului electric.

Această părere este împărtășită și de către Eugen Goldstein, „nașul“ razelor catodice, care a arătat că particulele din care sînt formate acestea sînt emise de către catod numai de-a lungul unei direcții normale. Goldstein descoperă în 1876 *razele canal*, utilizînd un catod perforat.

Experiențe foarte ingenioase și spectaculoase a făcut în 1879 *William Crookes* (1832—1919), creatorul tuburilor de descărcare care îi poartă numele. Un *tub Crookes* se compune dintr-un balon de sticlă umplut cu un gaz la presiune scăzută (de obicei între 10^{-2} și 10^{-3} *torr*), prevăzut cu doi electrozi: anodul și catodul, între care se aplică o tensiune înaltă de ordinul kilovolților. Cu ajutorul acestor experiențe,

Crookes a arătat că razele catodice transportă energie și că pot excita luminescența unor substanțe.

După Crookes, razele catodice sînt o materie radiantă care ar reprezenta cea de a patra stare a materiei.

Nici experiențele lui Varley, nici cele ale lui Goldstein nu au convins lumea științifică că razele catodice sînt formate din particule purtătoare de sarcină electrică negativă.

Fizicienii din școala germană erau împotriva teoriei corpusculare. În 1883, Hertz a făcut o experiență în care a utilizat o mie de acumulatori cu plumb pe care i-a construit el însuși. Cu ajutorul unei asemenea baterii, Hertz a demonstrat că o descărcare electrică în gaze are un caracter continuu. În continuare, Hertz a încercat să devieze traiectoria razelor catodice cu ajutorul unui cîmp electric, dar nu a reușit. De aici el a tras concluzia că razele catodice sînt neutre din punct de vedere electric, arătînd că, printre fenomenele cunoscute, ele se aseamănă cel mai bine cu radiațiile luminoase. Tot lui Hertz îi aparține observația că foițele metalice subțiri sînt transparente pentru razele catodice.

De-abia în 1895 *Jean-Baptiste Perrin* (1870—1942) și în 1897 *Joseph John Thomson* (1856—1940) au arătat, fără nici o posibilitate de îndoială, că Varley și Goldstein aveau dreptate, elucidînd și cauzele eșecului experienței lui Hertz.

Pentru a demonstra că particulele componente ale razelor catodice au sarcină electrică negativă, Perrin mai întîi și apoi J.J. Thomson au introdus în tubul de descărcare un electrometru.

Perrin a dispus plăcuța colectoare a electrometrului în partea opusă catodului. În momentul în care tubul de descărcare era alimentat cu tensiune electrică, razele catodice ajungeau pe plăcuța colectoare. În acest caz, electrometrul indica acumularea unei sarcini electrice negative. Perrin a arătat apoi că indicațiile electrometrului se anulau atunci cînd traiectoria razelor catodice era deviată de la linia dreaptă de către un cîmp magnetic.

Pentru a arăta că și după ce au fost deviate razele catodice mai transportă sarcini electrice, J.J. Thomson a cons-

truit, doi ani mai tîrziu, aparatul din fig. 8. În acest caz, situația este inversă: în absența cîmpului magnetic indicațiile electrometrului erau nule, iar în prezența unui cîmp magnetic, de o intensitate convenabilă, electrometrul arată colectarea unei sarcini electrice negative.

Dacă razele catodice reprezintă un flux de particule încărcate cu sarcină electrică negativă, cum arătaseră cele

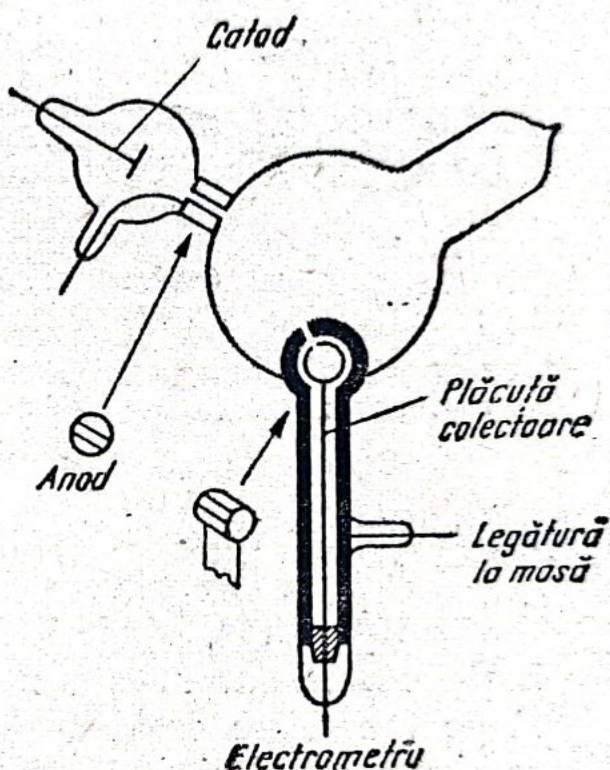


Fig. 8. Schema tubului utilizat de J. J. Thomson pentru a demonstra că razele catodice transportă sarcini electrice negative, chiar și atunci cînd traiectoria lor este deviată de un cîmp magnetic.

două experiențe cu electrometrul, atunci de ce ele nu pot fi deviate de un cîmp electric? Aceasta a fost problema care îl obseda pe J.J. Thomson în acea perioadă.

Dînd dovadă de o intuiție genială, J.J. Thomson și-a dat seama că în cazul în care aerul din tub are presiunea de o asemenea valoare, încît razele catodice să poată fi observate prin efectele lor luminoase, conductibilitatea electrică a aerului este relativ mare. Din această cauză, aerul se comportă ca un conductor și, în consecință, cîmpul electric dintre plăcile unui condensator plan introdus în tub are valori insuficiente pentru a produce o deviere sesizabilă a razelor catodice. Pentru a-și verifica această ipoteză, J.J. Thomson

a construit dispozitivul din fig. 9. Razele catodice emise de catodul *C* traversau anodul *A* care, în acest scop, avea o mică fantă dreptunghiulară. Evident, anodul era conectat la borna pozitivă a unei surse de alimentare, iar catodul la cea negativă. În continuare, razele catodice traversau încă un electrod *B* identic cu anodul, conectat, de asemenea, la aceeași bornă pozitivă. În acest mod, J.J. Thomson s-a

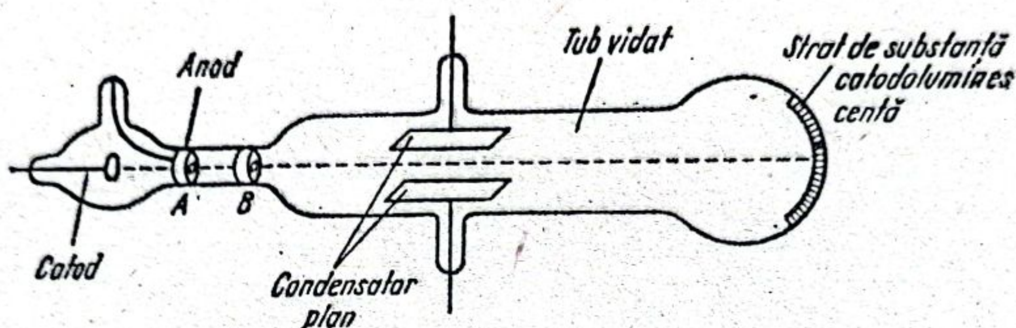


Fig. 9. Schema tubului utilizat de J. J. Thomson pentru a devia pe cale electrică traiectoria razelor catodice.

asigurat că razele catodice traversează spațiul dintre cele două plăci ale condensatorului plan, de-a lungul dreptei reprezentate punctat, evident în cazul în care tensiunea aplicată pe condensator este nulă. În sfîrșit, razele catodice, după ce traversau condensatorul plan, ajungeau la cealaltă extremitate a tubului. Pe fața interioară a acestei porțiuni era depus un strat subțire dintr-o sare care prezenta fenomenul de catodoluminescență, adică devenea luminoasă sub acțiunea razelor catodice. Astfel se putea determina punctul în care razele catodice ajungeau pe această suprafață.

Micșorînd presiunea în interiorul acestui tub, J.J. Thomson a constatat că dacă pe plăcile condensatorului se aplică o tensiune electrică, razele catodice erau deviate, și anume, într-un sens care indica faptul că ele ar avea sarcina electrică negativă, așa cum arătaseră și experiențele de deviere cu ajutorul unui cîmp magnetic. Experiența reușise.

În continuare, J.J. Thomson a determinat, pe baza măsurării distanței cu care sînt deviate razele catodice, raportul dintre sarcina e și masa m, raport care se numește *sarcina specifică* e/m.

Efectuînd experiențe în diferite condiții, precum și cu diferiți atomi introduși în interiorul tubului, J.J. Thomson a constatat că se obține aceeași sarcină specifică e/m a cărei valoare era cuprinsă între 0,67 și $0,9 \cdot 10^{11}$ C/kg.

În acea perioadă, cu ajutorul legilor electrolizei se determinase sarcina specifică a diferiților ioni. De exemplu, pentru ionii de hidrogen acest raport era egal cu $9,57 \cdot 10^{7}$ C/kg, pentru oxigen $1,21 \cdot 10^{7}$ C/kg etc. Valoarea cea mai mare o avea ionul de hidrogen. Sarcina specifică a acestuia era însă cu patru ordine de mărime mai mică decît cea a particulelor din razele catodice.

Care este însă natura particulelor din care sînt formate razele catodice? Unele indicații se pot obține dacă se cunoaște viteza lor de deplasare. În acest scop, J.J. Thomson a elaborat un procedeu experimental extrem de elegant în care a utilizat două cîmpuri, unul electric și altul magnetic, dispuse perpendicular între ele și astfel orientate încît să producă deviații de sens contrar. Măsurînd valorile cîmpului electric și respectiv magnetic, pentru care devierea rezultantă era nulă, J.J. Thomson a ajuns la concluzia că viteza particulelor din razele catodice era enormă, fiind aproximativ egală cu a zecea parte din viteza luminii. Acest rezultat era destul de nesigur deoarece intensitatea cîmpului electric nu putea fi determinată cu suficientă precizie. Această valoare a vitezei nu l-a ajutat prea mult pe J.J. Thomson să elucideze natura particulelor din razele catodice, ci i-a dat numai niște indicații că trebuie să se aștepte să obțină valori foarte mici pentru masa acestora.

O indicație foarte prețioasă privitoare la natura acestor particule ar fi dat-o cunoașterea masei. Din experiența pe care am descris-o, J.J. Thomson a putut determina numai raportul e/m. Pentru J.J. Thomson era clar că trebuie să apeleze la alte experiențe.

O primă încercare a făcut-o utilizînd o constatare a lui *Phillip Lenard* (1862–1947). În 1894, Lenard, bazat pe observația lui Hertz că o foiță metalică subțire este transparentă pentru razele catodice, reușește să scoată din tub razele cu ajutorul unei ferestre metalice, construind astfel tubul care îi poartă numele. În continuare, Lenard a arătat

că dacă razele catodice pătrund într-un gaz aflat la temperatură și presiune normală, atunci ele sînt capabile să mai excite luminescența unui ecran chiar după ce au străbătut o distanță de aproximativ 1 *cm* în interiorul acestuia.

Calculele efectuate de către J.J. Thomson cu ajutorul teoriei cinetice a gazelor au arătat că dacă particulele catodice ar fi formate, de exemplu, din molecule de hidrogen, atunci după o distanță de aproximativ 10^{-4} *cm*, parcursă într-un gaz cu temperatură și presiune normală, ele nu ar mai putea fi detectate prin luminescența unei plăcuțe de sticlă. De aici, J.J. Thomson a tras concluzia că valoarea mare a raportului e/m se datorește masei mici a particulelor catodice.

Avînd în vedere că prin fenomenele de electroliză s-a pus în evidență că cea mai mică sarcină electrică are o valoare bine determinată, egală cu sarcina ionului de hidrogen, J.J. Thomson a tras concluzia că particulele catodice au o masă de aproximativ o mie de ori mai mică decît cea a atomului de hidrogen.

O a doua cale, prin care J.J. Thomson a putut să obțină noi informații privitoare la natura particulelor din razele catodice, a fost determinată de cercetările colaboratorilor săi de la Cavendish Laboratory, *C.T.R. Wilson* (1869—1959) și *John Townsend* (1868—1957).

Se pare că punctul de pornire al acestor cercetări a fost determinat de interesul deosebit pe care Wilson îl arată proceselor de formare a norilor. Cercetările anterioare arătaseră că vaporii de apă suprasaturanți din aer condensează pe micile particule de praf din atmosferă, formîndu-se astfel picături minuscule de apă, fenomen care explică formarea ceței. Wilson și-a pus întrebarea firească: avînd în vedere că la înălțimea la care se află norii, particulele de praf sînt practic absente, care este mecanismul prin care aceștia totuși se formează? Singurul răspuns pe care putea să-l dea era că rolul particulelor de praf trebuie să-l joace ionii, care se pot forma la orice înălțime.

Pentru a verifica dacă ionii joacă într-adevăr rolul unor centre de condensare, Wilson a construit un dispozitiv cu ajutorul căruia putea să obțină vapori suprasaturanți. Acest dispozitiv era format, în esență, dintr-un cilindru cu un piston. În spațiul dintre capătul cilindrului și piston, Wilson a introdus aer umed. Mărind brusc volumul acestui spațiu, prin deplasarea pistonului, se obține o micșorare a temperaturii aerului datorită extinderii volumului, ceea ce are ca efect formarea vaporilor suprasaturanți. Efectuînd experiența cu diferite grade de mărire a volumului, Wilson a ajuns la concluzia că pentru valori relativ mici ale acestui grad, condensarea are loc numai în jurul ionilor negativi; iar pentru valori mai mari, atît în jurul ionilor negativi cît și pozitivi.

Thomson și Townsend au utilizat rezultatele cercetărilor lui Wilson la studiul electronului. Ipoteza de la care au pornit, care aparținea lui J. J. Thomson, era foarte simplă: datorită masei foarte mici a particulelor din razele catodice, precum și datorită independenței raportului e/m de natura atomilor introduși în tub, rezultă că un ion pozitiv, respectiv negativ, se poate forma prin plecarea, respectiv sosirea, unei asemenea particule pe atomul elementului respectiv. În consecință, dacă s-ar putea măsura sarcina electrică totală și numărul de picături de apă din ceață formată prin metoda lui Wilson, pentru grade mici de mărime a volumului, astfel încît condensarea să se facă numai în jurul ionilor negativi, s-ar putea obține valoarea sarcinii electrice a acestor ioni, care este egală cu cea a particulelor din razele catodice.

Nu vom intra în amănuntele acestei experiențe. Vom menționa totuși că, utilizînd un fascicul de raze X pentru ionizarea aerului și niște ipoteze teoretice foarte îndrăznețe pentru vremea aceea, Townsend a reușit să determine cea mai dificilă mărime: dimensiunea unei picături de ceață. Pe baza acestui rezultat, Thomson și Townsend au obținut că valoarea sarcinii unui ion negativ este de aproximativ 10^{-19} C, valoare care coincidea, ca ordin de mărime, cu cea obținută din experiențele de electroliză pentru sarcina electrică elementară. Cunoscînd valoarea sarcinii electrice e și

a raportului e/m, s-a putut determina masa particulelor din razele catodice, care s-a dovedit a fi aproximativ de 1000 ori mai mică decît cea a atomului de hidrogen.

Această experiență, ale cărei concluzii erau în concordanță cu rezultatele din experiența anterioară, i-au arătat lui J.J. Thomson că razele catodice nu sînt formate din ionii vreunui element cunoscut. Din toate aceste experiențe, J.J. Thomson a ajuns la concluzia că particulele din care sînt formate razele catodice reprezintă un constituent universal al atomului. Aceste particule au căpătat denumirea de *electroni*, denumire care fusese propusă încă din 1890 de către *George Johnstone Stoney* (1826–1911) pentru eventualul purtător al sarcinii electrice elementare. Electronul a fost deci botezat cu aproape șapte ani înainte ca el să fie descoperit experimental.

Dacă experiențele și raționamentele lui J.J. Thomson ar fi fost singurele care atestau proprietățile electronului, atunci desigur că existența acestuia putea să fie pusă—pe drept cuvînt—la îndoială. La aceasta contribuia într-o mare măsură și observația lui Hertz privitoare la transparența foițelor metalice subțiri pentru razele catodice, căci în acea epocă nu se putea imagina că particulele materiale pot să traverseze materia solidă.

Dar, în octombrie 1896, teoria *efectului Zeemann*, elaborată de către Lorentz, despre care vom vorbi în cele ce urmează, a condus la aceeași valoare a raportului e/m. Dovezile în favoarea electronului încep să se înmulțească. Astfel, în 1899, J.J. Thomson arată că electronii intervin și în *efectul fotoelectric* și în *fenomenele de emisie termoelectronică*. Curînd după *descoperirea radioactivității*, în 1896, de către *Henri Becquerel* (1852–1908), s-a dovedit că electronii intră în compoziția razelor emise de corpurile radioactive. În sfîrșit, în 1911 prin experiențele lui *Robert Andrews Millikan* (1868–1955) existența electronului a devenit o certitudine pentru fizicieni.

TEORIA LUI LORENTZ

După această digresiune să ne întoarcem în perioada anilor 1895—1897 cînd *Hendrik Antoon Lorentz* (1853—1928) începe să fundamenteze *teoria microscopică a cîmpului electromagnetic*.

Pentru a pune de acord ecuațiile cîmpului electromagnetic cu structura discontinuă a substanței, Lorentz presupune că orice corp este format dintr-o combinație de foarte multe particule elementare încărcate electric pe care el le denumește generic *electroni*. Lorentz înțelege prin electron orice particulă elementară încărcată electric. Astăzi s-a păstrat denumirea de electron numai pentru particulele elementare stabile, cu sarcina electrică negativă, cea mai mică în valoare absolută.

După Lorentz, conducția curentului electric s-ar datora deplasării libere a electronilor prin corpul conductor. De asemenea, proprietățile izolatorilor se pot explica prin faptul că electronii din aceste corpuri nu sînt liberi, ci sînt legați.

Pentru a putea urmări mai ușor esența raționamentelor lui Lorentz vom considera modelul cel mai simplu care decurge din teoria sa. Acest model este format din două particule încărcate cu sarcini egale și de semne contrare, care se află la o anumită distanță între ele, în echilibru stabil. Condiția de echilibru stabil arată că dacă una din particule, sub acțiunea unei perturbații, este deviată din această poziție, atunci ea va căuta că revină din nou în poziția inițială. Pentru simplificarea raționamentelor, vom presupune că una din particule, de exemplu cea pozitivă, este fixă. Cealaltă particulă poate să execute mici oscilații în jurul poziției sale de echilibru.

Studiul spectrelor de emisie a arătat că un atom emite o radiație electromagnetică cu o frecvență bine determinată. Un sistem oscilant oscilează pe o frecvență bine definită numai dacă forța cu care masa în mișcare este readusă în poziția de echilibru are aceeași lege de variație cu distanța

ca și cea a unui resort elastic. Din această cauză, o asemenea forță se numește elastică. După cum se știe, forța exercitată de un resort este proporțională cu lungimea cu care s-a întins sau s-a comprimat. O forță elastică este deci proporțională cu distanța măsurată față de poziția de echilibru.

În consecință, Lorentz a trebuit să presupună că forța care tinde să aducă sarcina negativă în poziția de echilibru este de tip elastic. Pentru a înțelege mai clar modelul lui Lorentz este utilă o analogie mecanică. Modelul mecanic — analog cu cel al lui Lorentz — se compune dintr-o particulă neîncărcată electric, care este legată printr-un resort de o altă particulă fixă, de asemenea neîncărcată electric (vezi fig. 10). Resortul simulează, în acest model, efectul forțelor electrice de interacțiune dintre cele două sarcini.

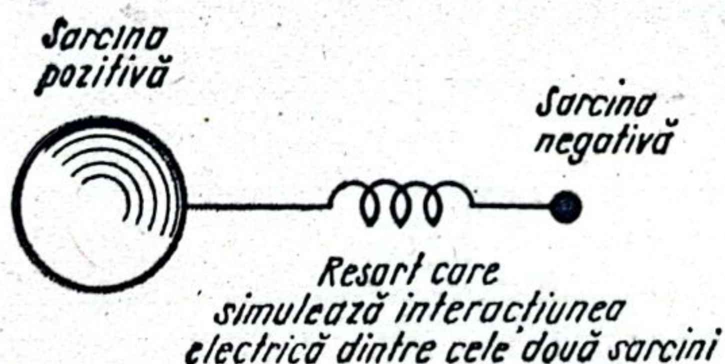


Fig. 10. Modelul lui Lorentz.

Se observă că modelul considerat de Lorentz reprezintă modelul mecanic al lui Sellmeier, transpus în domeniul fenomenelor electromagnetice. De altfel, Lorentz a procedat invers. Cunoscînd modelul lui Sellmeier și știind că relațiile obținute cu ajutorul lui sînt bine verificate de experiență, Lorentz și-a pus problema de a construi un model electromagnetic care să conducă la aceleași concluzii.

Desigur, modelul propus de Lorentz ridică foarte multe întrebări pentru cititorul zilelor noastre.

În primul rînd, forța de interacțiune dintre cele două sarcini electrice este departe de a fi de tip elastic, deoarece în conformitate cu legea lui Coulomb, ea se micșorează invers proporțional cu pătratul distanței. În consecință, starea de echilibru stabil este cea în care cele două particule se ating

una cu alta. Răspunsul la această obiecție, Lorentz nu l-a putut da. El a arătat însă, că un asemenea model trebuie postulat datorită concluziilor concordante cu experiența, care se obțin cu ajutorul lui.

În al doilea rînd, modelul propus de Lorentz nu corespunde deloc imaginii bine cunoscute pe care toți dintre noi o avem, conform căreia un atom este format dintr-un nucleu greu, încărcat electric pozitiv, în jurul căruia „gravitează" electronii, încărcați electric negativ. Să nu uităm însă că cu firul povestirii nu ne aflăm în vremurile noastre, ci în ultimul deceniu al secolului trecut, cînd fizicienii nu știau practic nimic despre structura atomului. În consecință, Lorentz nu trebuia să răspundă la o asemenea întrebare.

Din punctul de vedere al teoriei electronilor, interacțiunea dintre lumină și substanță se reduce la interacțiunea dintre cîmpul electric și cîmpul magnetic al undei luminoase și electroni. Calculele, pe care nu le vom reproduce, arată că forța exercitată de cîmpul magnetic al undei luminoase asupra unui electron, este neglijabilă față de cea exercitată de cîmpul electric. Sub acțiunea forței determinate de componenta electrică a undei, electronul execută o mișcare de oscilație de-a lungul direcției cîmpului.

Mișcarea unei sarcini electrice determină apariția unui curent electric. În consecință, mișcarea oscilatorie a electronului dă naștere la un curent electric de înaltă frecvență. Electronul se comportă, deci, ca un mic post de emisie a cărui antenă este dirijată de-a lungul cîmpului electric. Deoarece oscilațiile electronului sînt determinate de oscilațiile undei incidente, rezultă că undele secundare emise de acesta sînt coerente cu unda primară.

Amplitudinea cîmpului electric al undei emise, depinde de direcția de radiație. Ea este maximă de-a lungul direcțiilor perpendiculare pe direcția de oscilație a electronului și scade treptat pe măsură ce direcția considerată se îndepărtează de cea perpendiculară. Unda emisă se anulează de-a lungul direcției de oscilație a electronului. Aceste concluzii care pot fi obținute ușor cu ajutorul teoriei lui Maxwell

se reprezintă într-o diagramă polară, în care lungimea razei de-a lungul unei direcții oarecare este proporțională cu amplitudinea cîmpului electric al undei emise de-a lungul acesteia (vezi fig. 11).

O deosebită importanță prezintă caracterul polarizării undelor radiate de către electron. Nu este greu de dedus că

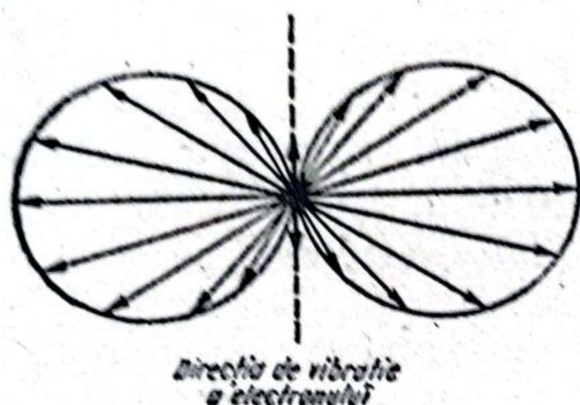


Fig. 11. Diagrama polară a emisiei unui electron aflat în mișcare oscilatorie.

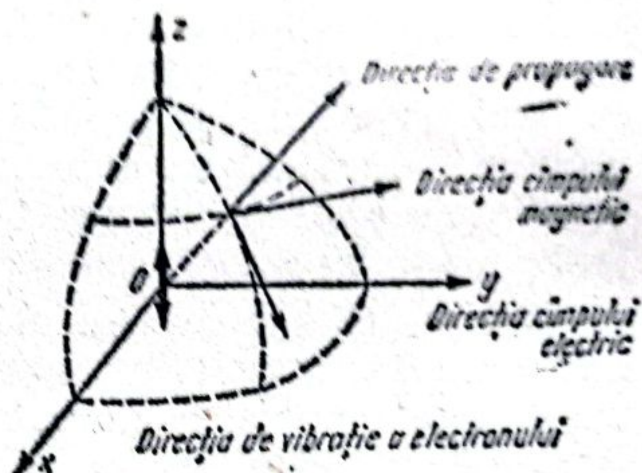


Fig. 12. Polarizarea undelor electromagnetice emise de electronul care vibrează de-a lungul axei *Oz*.

unda radiată este plan polarizată, direcția de vibrație a vectorului cîmp electric fiind paralelă cu direcția de oscilație a electronului (vezi fig. 12). Deoarece direcția de propagare a undei este radială, rezultă că direcția de vibrație a cîmpului magnetic este tangentă la cercul situat în planul orizontal.

DEMONSTRAREA LEGII LUI BREWSTER

Cu ajutorul acestei diagrame polare, putem să demonstrăm *legea lui Brewster*. Să considerăm că pe suprafața de separație dintre vid și un dielectric cade un fascicul incident de lumină naturală sub un unghi φ_0 astfel încît $\mathrm{tg}\varphi_0 = n$.

(vezi fig. 13). După cum s-a arătat, în acest caz raza refractată este perpendiculară pe cea reflectată.

Deoarece unda incidentă este naturală, vectorul cîmp electric poate avea orice direcţie în planul transversal pe direcţia de propagare. Cum orice undă plan-polarizată poate fi descompusă în două unde plan-polarizate, în fază, ale căror plane de polarizare sînt perpendiculare între ele, rezultă că pentru studiul complet al problemei este suficient să considerăm că unda incidentă este formată din două unde plan-polarizate dintre care una, pe care o vom denumi de tip (α), are planul de vibraţie (planul în care vibrează cîmpul electric) paralel cu planul de incidenţă, iar cealaltă, de tip β, are planul de vibraţie perpendicular pe acesta.

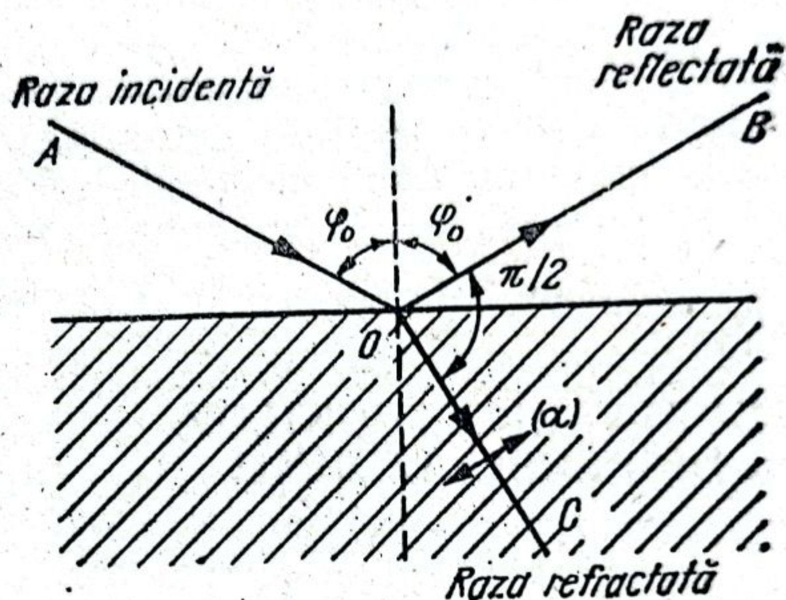


Fig. 13. Demonstrarea legii lui Brewster.

Sub acţiunea acestor unde, atomii componenţi ai dielectricului se vor transforma în „emiţători elementari" de unde secundare ale căror antene vor fi dirijate după direcţia (α), respectiv (β). Avînd în vedere că un emiţător elementar nu poate să emită unde electromagnetice de-a lungul direcţiei sale de vibraţie, rezultă că emiţătorii de tip (α) nu pot emite unde electromagnetice de-a lungul direcţiei *OB*. Raza *OB* va fi determinată deci numai de radiaţiile emise de către emiţătorii de tipul (β). Aceştia emit radiaţii ale căror planuri de vibraţie sînt perpendiculare pe planul de incidenţă. Rezultă deci că, în cazul în care unda reflectată este

perpendiculară pe cea refractată, unda reflectată va fi total polarizată, oscilațiile electrice fiind perpendiculare pe planul de incidență.

Evident, în cazul în care unda reflectată nu mai este perpendiculară pe unda refractată, de-a lungul undei reflectate se pot propaga și undele emise de emițătorii de tip (α). Lumina reflectată conținînd deci și unde al căror plan de vibrație este conținut în planul de incidență, va fi parțial polarizată. Gradul de polarizare, adică raportul dintre componenta polarizată și componenta naturală, crește pe măsura apropierii unghiului de incidență de valoarea brewsteriană.

TEORIA ELECTRONILOR ȘI DISPERSIA LUMINII

Ne aducem aminte că teoria electromagnetică, fundamentată de către Maxwell și dezvoltată de către Hertz, nu a reușit să explice fenomenul de dispersie a luminii. Într-adevăr, în teoria electromagnetică, viteza de propagare a unei unde electromagnetice, deci și a luminii, printr-un mediu este egală cu $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ unde ε și μ reprezintă permitivitatea electrică și respectiv permeabilitatea magnetică. Mărimile ε și μ sînt constante care caracterizează mediul. Rezultă că și viteza de propagare a luminii printr-un mediu este o constantă, ce depinde—evident—de natura acestuia, dar care este independentă de frecvență.

Maxwell și-a dat el însuși seama de această deficiență a teoriei sale. Este adevărat că el a încercat să o înlăture arătînd că este posibil să apară unele variații ale constantelor ε și μ în cazul în care măsurătorile se fac utilizînd cîmpuri electrice și respectiv magnetice variabile în timp, față de valorile măsurate în cîmpuri constante, ceea ce ar avea ca efect dependența vitezei de propagare a unei unde electromagnetice printr-un mediu de frecvență. Aceasta nu modi-

fică sensibil starea de lucruri, deoarece fenomenul de dispersie continuă să rămînă un punct nevralgic al teoriei electromagnetice.

Problema dispersiei luminii a fost rezolvată în 1878 de către Lorentz, în cadrul teoriei electronilor.

În teoria lui Maxwell, cîmpul electric în corpuri este caracterizat de două mărimi: intensitatea cîmpului electric $\vec{E}$ și inducția electrică $\vec{D}$. Pentru o categorie destul de largă de corpuri și anume pentru dielectricii omogeni, izotropi (ale căror proprietăți sînt aceleași de-a lungul oricărei direcții) și liniari (la care efectul este proporțional cu cauza), relația dintre inducția electrică $\vec{D}$ și intensitatea cîmpului electric $\vec{E}$ are forma cea mai simplă $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ în care ε reprezintă permitivitatea electrică.

Vom considera la început cazul cel mai simplu în care dielectricul este introdus într-un cîmp electric exterior constant în timp. În acest caz, asupra „electronilor", adică asupra particulelor încărcate electric, se exercită forțe suplimentare constante în timp care determină modificări ale poziției acestora, modificări care depind evident de natura dielectricului. Tocmai aceste modificări ale poziției „electronilor", care reprezintă, în fond, „reacția" dielectricului la excitația produsă de cîmpul electric exterior, determină valorile intensității cîmpului electric $\vec{E}$ și a inducției electrice $\vec{D}$ în mediul considerat.

În cazul în care prin mediul considerat se propagă o undă luminoasă, forța exercitată asupra „electronilor" nu mai este constantă în timp, ci variază după o lege sinusoidală. Tot după aceiași lege variază, în consecință, și forța care se exercită asupra „electronilor". În acest caz, problema își modifică radical natura, transformîndu-se dintr-o problemă de statică într-o problemă de dinamică.

Într-adevăr, în primul caz electronii ajung într-o asemenea poziție în cadrul atomului, încît suma forțelor care acționează asupra lor este nulă. Aceasta înseamnă că „electronii" ocupă,

în final, pozițiile de echilibru corespunzătoare noilor condiții. Evident, pentru a ajunge în noile poziții, „electronilor" le trebuie un anumit timp, foarte mic, dar totuși diferit de zero. Deoarece ne interesează comportarea dielectricului într-un cîmp electric constant, acest timp prezintă o importanță minoră.

Din contră, în cazul în care cîmpul electric este sinusoidal, acest timp prezintă o importanță deosebită. Într-adevăr, în acest caz „electronii" nu mai pot urmări în mod „instantaneu" variațiile cîmpului electric, ceea ce determină apariția unor efecte care explică dependența permitivității electrice ε de frecvență. Aceasta atrage după sine dependența vitezei de propagare și a indicelui de refracție de frecvență, ceea ce explică fenomenul de dispersie.

Nu vom expune calculele efectuate de către Lorentz dar facem cîteva precizări referitoare la modelul utilizat.

Așa după cum s-a arătat, cel mai simplu model al atomului este format din „electroni" adică din două particule încărcate cu sarcini egale și de semn contrar, situate în echilibru stabil la o anumită distanță între ele, datorită forței de interacțiune care — trebuie admis — este de tip elastic. Pentru simplificare se poate presupune că una din sarcinile electrice, de exemplu cea pozitivă, este fixă în spațiu. La cele două forțe care acționează asupra particulei negative mobile (forța de tip elastic exercitată de cealaltă particulă și forța sinusoidală determinată de cîmpul electric al undei luminoase) trebuie să se mai adauge și o a treia forță pe care am putea-o denumi de „frecare" și care, așa după cum arată și numele, prin pierderile pe care le determină explică atenuarea luminii în procesul de propagare printr-un mediu. Efectuînd calculele pe baza modelului prezentat, Lorentz a ajuns la curbele de variație ale indicelui de refracție și al absorbției în funcție de frecvență, identice cu cele din fig. 4, obținîndu-se astfel rezultate teoretice concordante cu cele experimentale. Aceasta era de așteptat deoarece modelul lui Lorentz reprezintă analogul electromagnetic al modelului mecanic al lui Sellmeier, cu ajutorul căruia, așa după cum s-a arătat, s-au obținut, de asemenea, rezultate verificate experimental.

DE CE CERUL ARE CULOAREA ALBASTRĂ

Legile difuziei stabilite de către Tyndall au fost explicate de pe pozițiile teoriei electronilor de către *John William Rayleigh*. (1842–1919). Raționamentele lui Rayleigh sînt simple. Sub acțiunea undei incidente, electronul are o mișcare oscilatorie de forma $s = a \sin \omega t$, unde s este deviația de la poziția de echilibru. Amplitudinea undei emise de către electron este proporțională cu accelerația acestuia, deci cu $d^2s/dt^2 = - a\omega^2 \sin \omega t$. Intensitatea undei difuzate fiind proporțională cu pătratul amplitudinii, rezultă că este direct proporțională cu ω^4 adică este invers proporțională cu puterea a patra a lungimii de undă. Această concluzie poartă denumirea de *legea lui Rayleigh*.

Legea lui Rayleigh ne permite astfel să explicăm de ce în lumina difuzată predomină componentele cu lungimi de undă mai mici, iar în cea transmisă componentele cu lungimi de unde mai mari.

Cu ajutorul acestei legi, Rayleigh a încercat să explice *culoarea albastră a cerului* prin difuzia luminii.

Care sînt neomogenitățile care produc difuzia luminii? O moleculă componentă a aerului este prea mică pentru a explica difuzia luminii. De aceea, Rayleigh a căutat neomogenitățile printre eventualele particule aflate în suspensie în atmosferă. Curînd și-a dat seama că aceste neomogenități nu pot explica fenomenul.

Ulterior, a ajuns la concluzia că însăși structura moleculară a aerului este suficientă pentru explicarea difuziei luminii. Într-adevăr, să considerăm un cub a cărui latură este egală cu a zecea parte din lungimea de undă, de exemplu a radiației violete. Avînd în vedere că în condiții normale 1 cm^3 conține $3 \cdot 10^{19}$ molecule, se obține că în acest cub, care are volumul egal cu $40 \cdot 10^{-6}$ mm^3, se află 2000 de molecule. Aceste molecule circulă în toate direcțiile, se ciocnesc mereu, schimbîndu-și în permanență viteza și direcția de mișcare. În consecință, în volumul considerat intră și ies în permanență molecule. Volumul pe care l-am considerat are numai 2000

de molecule, din care cauză variația numărului acestora este importantă.

Variația numărului de molecule determină o modificare a densității mediului, deci o variație locală a indicelui de refracție. Datorită variației numărului de molecule, atmosfera se prezintă ca un mediu neomogen din punct de vedere optic, deoarece în regiuni de ordinul a unei zecimi din lungimea de undă apar variații ale indicelui de refracție, deci a vitezei de propagare a luminii.

Lumina solară este deci difuzată de către atmosferă. În conformitate cu legea lui Rayleigh componentele cu lun-

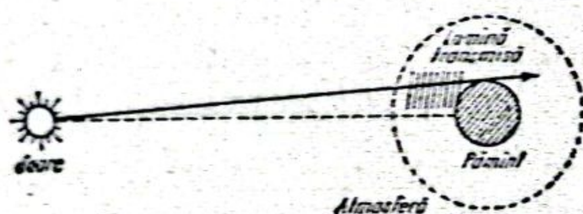


Fig. 14. Explicarea culorii albastre a cerului.

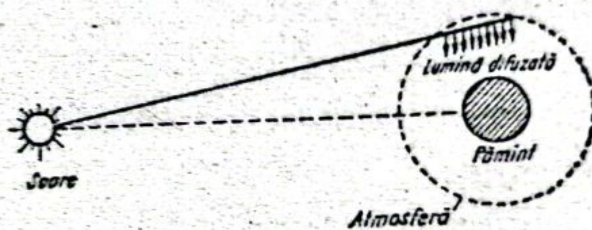


Fig. 15. Explicarea culorii roșii a soarelui, la răsărit și la apus.

gimi de undă mici au o pondere mai mare în lumina difuzată. Din această cauză, cerul luminat de către soare prezintă culoarea albastră (vezi fig. 14).

Tot fenomenul de difuzie a luminii explică de ce la răsărit și la apus, soarele are o nuanță roșiatică. În acest caz, noi observăm lumina transmisă de către atmosferă care, în virtutea aceleeași legi, conține într-o proporție sporită componente cu lungimi de undă mai mari (vezi fig. 15).

EFECTUL ZEEMAN

Teoria electronilor și-a sărbătorit triumful său în octombrie 1896 cînd Lorentz a reușit să explice despicarea liniilor spectrale ale unui atom introdus în cîmp magnetic, feno-

men descoperit de către *Pieter Zeeman* (1865—1943) în același an.

Ne reamintim că, în 1846, Faraday a reușit să pună în evidență, experimental, rotirea planului de polarizare sub acțiunea unui cîmp magnetic. După ce a stabilit această legătură dintre fenomenele magnetice și cele optice, Faraday a încercat să pună în evidență acțiunea cîmpului magnetic asupra liniilor spectrale. Una din ultimele sale experiențe, efectuate în 1862, a constat în observarea spectrului vaporilor de sodiu așezați între polii unui electromagnet. Spre dezamăgirea sa, Faraday nu a reușit să observe nici un efect sesizabil, cu toate că el era convins că un asemenea fenomen trebuie să existe. După cum vom vedea, lipsa unui efect sesizabil se datorește imperfecțiunii aparaturii experimentale utilizate.

Mulți ani mai tîrziu, Zeeman a reușit să observe, cu ajutorul unei instalații experimentale mai perfecționate, o slabă variație a frecvenței liniilor spectrale sub acțiunea unui cîmp magnetic. Principial, experiența lui Zeeman nu se deosebea de cea a lui Faraday.

Această influență a atras imediat atenția lui Lorentz, care în acea perioadă elabora teoria electronilor. La sugestia lui Lorentz, Zeeman a completat experiența cu dispozitivele necesare pentru studiul polarizării liniilor spectrale emise în prezența cîmpului magnetic.

Schema dispozitivului experimental utilizat de Zeeman, este reprezentată în fig. 16. Între polii unui electromagnet capabil să creeze un cîmp magnetic intens, Zeemen a introdus o sursă luminoasă care emitea un spectru de linii: un tub Geissler umplut cu vapori de cadmiu. Miezul electromagnetului era găurit pentru a se putea observa nu numai efectul de-a lungul unei direcții perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic — *efect transversal*, ci și în lungul cîmpului — *efect longitudinal*. Lumina care se propagă de-a lungul unei direcții perpendiculare, respectiv de-a lungul direcției cîmpului magnetic, era analizată cu ajutorul unor spectroscoape foarte sensibile. În drumul celor două raze erau introduse dispozitive care permiteau determinarea caracterului polarizării

acestora. Ca polarizor al luminii servea însuși cîmpul magnetic.

În absența cîmpului magnetic, Zeeman și-a reglat astfel aparatura experimentală încît să obțină o linie fină din spec-

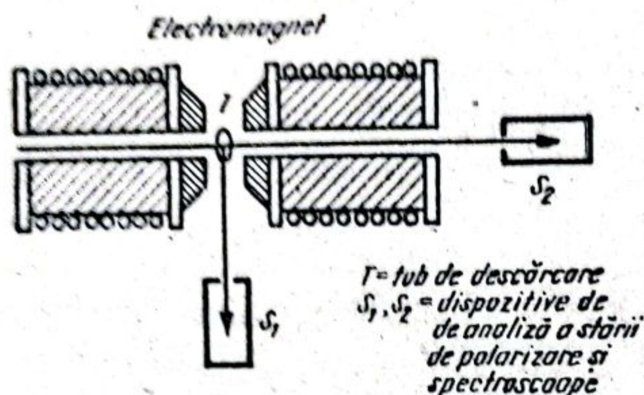


Fig. 16. Schema experienței lui Zeeman.

trul elementului respectiv. Zeeman a făcut foarte multe observații asupra liniei verde-albăstruie a cadmiului. Aspectul spectrului care apare în acest caz este reprezentat în figura 17. Cum era și de așteptat, radiația emisă nu este polarizată.

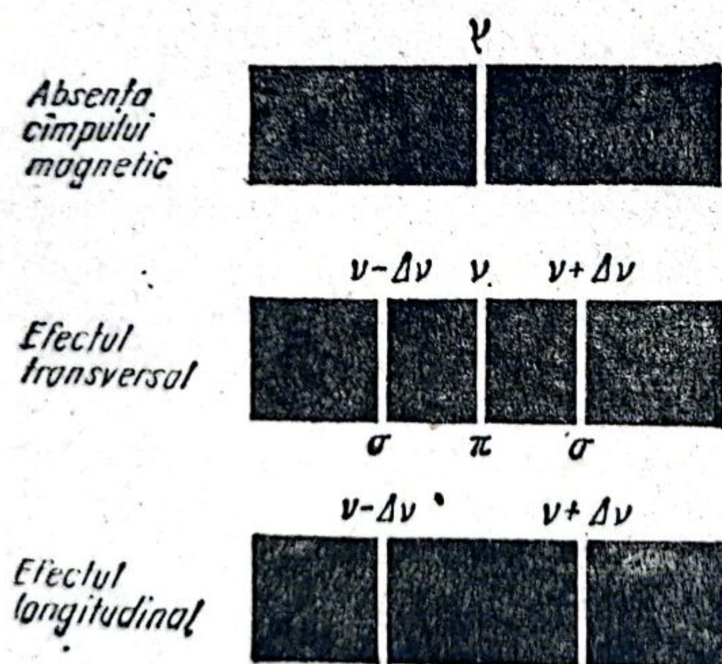


Fig. 17. Liniile spectrale care apar în cazul efectului Zeeman.

În continuare, Zeeman a alimentat electromagnetul astfel încît atomii emițători de lumină se aflau într-un cîmp magnetic. Dacă se observă radiația emisă de-a lungul unei direcții paralele cu cea a cîmpului magnetic (efectul longitu-

dinal), atunci linia, care în absența cîmpului avea frecvența ν, se despică în două linii, adică într-un dublet cu frecvențele $\nu - \Delta\nu$ și $\nu + \Delta\nu$. Radiația de frecvență mai mică este circular polarizată spre stînga iar cea de frecvență mai mare, circular polarizată spre dreapta. În cazul observării de-a lungul direcției perpendiculare pe cea a cîmpului (efectul transversal), apare un triplet format din trei linii de frecvențe $\nu - \Delta\nu$, ν și $\nu + \Delta\nu$. Liniile extreme, adică cele de frecvență $\nu - \Delta\nu$ și respectiv $\nu + \Delta\nu$, sînt astfel polarizate încît vibrațiile lor sînt perpendiculare pe direcția cîmpului magnetic, iar polarizarea liniei centrale de frecvență ν corespunde unor vibrații în lungul cîmpului magnetic. Conform unei notații convenționale, primele linii se notează cu σ iar ultima cu π.

Explicația acestor rezultate experimentale a fost dată de către Lorentz, care era la curent cu cercetările lui Zeeman și care a influențat cursul acestora.

Așa după cum s-a arătat, teoria electronilor, elaborată de către Lorentz, consideră că într-un atom emițător de lumină, sarcina negativă mobilă, pe care o vom denumi de acum înainte electron, execută o mișcare de oscilație după o lege sinusoidală, căci numai în acest mod se explică apariția unei linii spectrale. Despicarea liniei spectrale într-un dublet, respectiv într-un triplet, trebuie căutată în modificarea mișcării electronului sub acțiunea cîmpului magnetic.

Pentru a putea determina această mișcare, trebuie să cunoaștem forța cu care acționează un cîmp magnetic asupra unui electron. Răspunsul la această întrebare l-a dat tot Lorentz care a arătat că această forță $\vec{F}_m$ are expresia

$$\vec{F}_m = e\vec{v} \times \vec{B}$$

unde $\vec{v}$ este viteza electronului, iar $\vec{B}$ inducția magnetică. Această forță se numește *forța lui Lorentz*.

Din expresia forței lui Lorentz, se observă că un cîmp magnetic acționează numai asupra unei sarcini în mișcare (dacă $\vec{v} = 0$ și $\vec{F}_m = 0$), și că această forță este perpendiculară

atît pe viteza electronului cît și pe direcția cîmpului magnetic (vezi fig. 18).

Să considerăm un electron care oscilează de-a lungul unei direcții oarecare în spațiu. O mișcare oscilatorie poate fi descompusă în două mișcări oscilatorii, de-a lungul a două

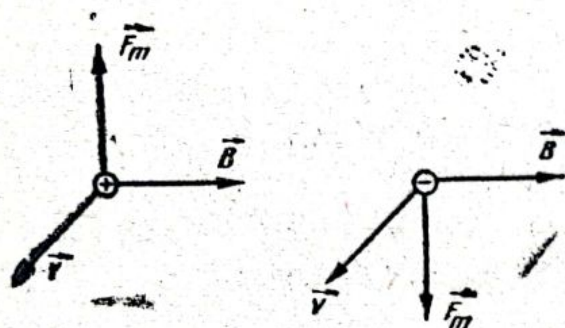


Fig. 18. Forța lui Lorentz.

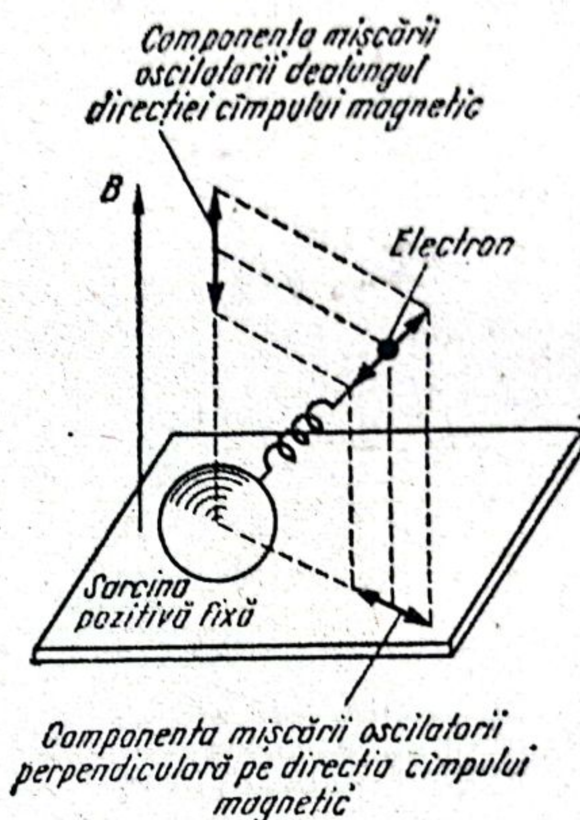


Fig. 19. Descompunerea mișcării oscilatorii a electronului în două componente; una paralelă și cealaltă perpendiculară pe direcția cîmpului magnetic.

direcții perpendiculare între ele. Să ne alegem una din aceste direcții, paralelă cu cea a cîmpului, iar cealaltă perpendiculară pe aceasta (vezi fig. 19).

Acțiunea cîmpului magnetic asupra mișcării oscilatorii, de-a lungul direcției paralele, este nulă, deoarece, dacă $\vec{B}$ este paralel cu $\vec{v}$, rezultă că produsul vectorial $\vec{v} \times \vec{B}$ este nul. În consecință, frecvența oscilațiilor de-a lungul acestei direcții rămîne egală cu cea corespunzătoare absenței cîmpului magnetic.

În continuare, vom descompune mişcarea oscilatorie de-a lungul direcţiei perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic în două mişcări circulare uniforme, una spre dreapta şi alta spre stînga. Posibilitatea unei astfel de descompuneri, care este de fapt echivalentă cu descompunerea unei unde plan-polarizate în două unde circular-polarizate, una spre dreapta şi cealaltă spre stînga, este reprezentată în fig. 20.

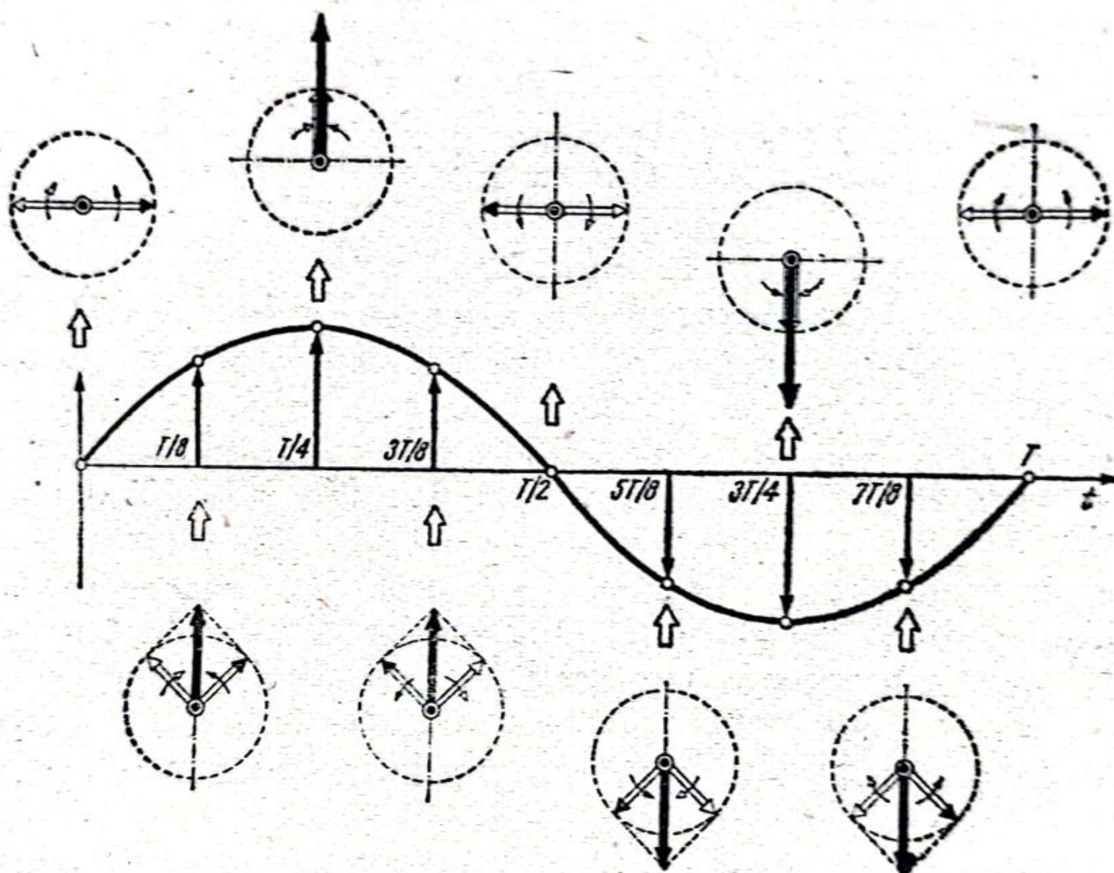


Fig. 20. Descompunerea unei mişcări oscilatorii în două mişcări circulare în sensuri opuse.

Acţiunea cîmpului magnetic, care este perpendicular pe planul de rotaţie al celor două mişcări, se traduce prin apariţia unei forţe suplimentare, îndreptată în spre centru respectiv în sens invers în funcţie de sensul de rotaţie. Raţionamente pe care nu le vom reproduce, arată că, în acest caz, raza cercului rămîne nemodificată. Mişcarea circulară capătă însă o frecvenţă mai mare, respectiv mai mică, după cum cîmpul magnetic măreşte forţa centripetă care acţionează

asupra saricinii (cazul *a* din fig. 21) sau, din contră, o micșorează (cazul *b* din fig. 21).

Mișcarea electronului în prezența cîmpului magnetic devine mai complicată, rezultînd din însumarea unei mișcări oscilatorii de frecvență ν de-a lungul direcției cîmpului magnetic cu două mișcări circulare de frecvențe $\nu-\Delta\nu$ și $\nu+\Delta\nu$ care se efectuează într-un plan perpendicular pe direcția cîmpului. Undele electromagnetice radiate au deci, în prezența cîmpului magnetic, trei frecvențe $\nu-\Delta\nu$, ν și $\nu+\Delta\nu$.

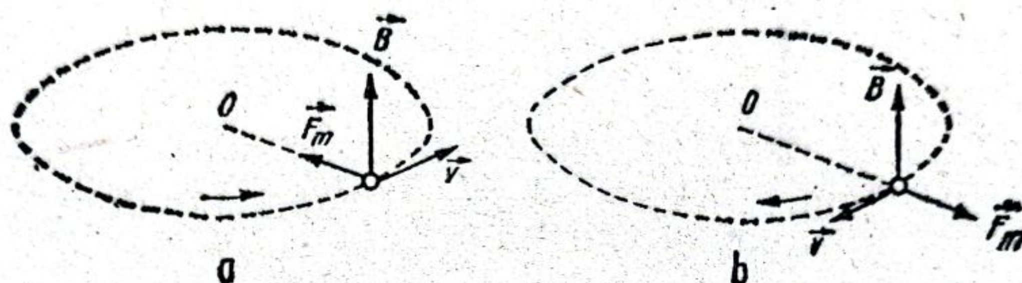


Fig. 21. Acțiunea cîmpului magnetic asupra celor două mișcări circulare.

Mai rămîne de răspuns încă la o întrebare: cum se explică apariția dubletului în efectul longitudinal și cea a tripletului în cazul efectului transversal precum și caracterul polarizării acestor unde? Pentru a răspunde la această întrebare va trebui să studiem radiațiile emise de către cele trei mișcări componente.

Amplitudinea cîmpului electric al undei emise în funcție de direcție pentru mișcarea oscilatorie de-a lungul direcției paralele cu cea a cîmpului magnetic, este dată de diagrama polară pe care am prezentat-o în fig. 11.

Nu este greu de observat că din aceleași motive pentru care un electron, care execută o mișcare oscilatorie de-a lungul unei direcții, emite o undă plan-polarizată în care vibrațiile cîmpului electric sînt paralele cu direcția de vibrație a electronului, un electron în mișcare circulară va emite o undă circular-polarizată.

În consecință, de-a lungul cîmpului magnetic, datorită transversalității undelor electromagnetice, mișcarea oscilatorie de-a

lungul direcției acestuia nu va produce emisie de radiații, iar cele două mișcări circulare vor da naștere la două unde circular-polarizate, una spre stînga și cealaltă spre dreapta, de frecvențe $\nu-\Delta\nu$ și $\nu+\Delta\nu$:

De-a lungul unei direcții perpendiculare pe cîmpul magnetic apare o radiație de frecvență ν, emisă de mișcarea oscilatorie a electronului, paralelă cu cea a cîmpului magnetic, în care vibrațiile cîmpului electric sînt paralele cu direcția cîmpului magnetic, adică componenta π, precum și două radiații de frecvențe $\nu-\Delta\nu$ și $\nu+\Delta\nu$, în care vibrațiile cîmpului electric sînt perpendiculare pe direcția cîmpului magnetic și care reprezintă componentele respective ale undelor circular polarizate, de-a lungul direcției de observație.

Raționamentele pe care le-am efectuat au arătat că în cazul în care particula care se deplasează are sarcina electrică negativă, ipoteză pe care am adoptat-o inițial, componenta circular-polarizată spre stînga corespunde unei frecvențe mai mici, iar cea spre dreapta unei frecvențe mai mari. Datele experimentale arată astfel clar că semnul sarcinii care se deplasează este negativ.

Mai mult decît atît, dacă se cunoaște valoarea variației de frecvență $\Delta\nu$, atunci se poate determina valoarea raportului e/m pentru sarcina a cărei mișcare condiționează apariția efectului Zeeman.

Calculele efectuate de Lorentz, pe baza datelor experimentale ale lui Zeeman, au dat pentru raportul e/m o valoare apropiată de cea obținută de către J.J. Thomson cu ajutorul măsurătorilor de deviație a razelor catodice. În acest fel, a fost obținută încă o dovadă în favoarea existenței electronului.

EFECTUL FARADAY

Teoria efectului Zeeman ne permite să explicăm și efectul Faraday. După cum s-a arătat, Faraday a observat experimental că o substanță transparentă produce o rotire a pla-

nului de polarizare a fasciculului incident, dacă este introdusă într-un cîmp magnetic.

Ne mai aducem aminte că noi am mai întîlnit un fenomen asemănător și anume rotirea planului de polarizare produsă de lamelele cristaline, fenomen pus în evidență de către Arago în 1811 și explicat de către Fresnel prin vitezele diferite de propagare ale undelor circular-polarizate spre stînga, respectiv spre dreapta. Un mecanism analog are loc și în cazul efectului Faraday.

Să considerăm o substanță formată din atomi care prezintă o rezonanță pentru o frecvență oarecare. Așa după cum s-a arătat, indicele de refracție prezintă o curbă de variație cu frecvența, ca în fig. 4.

Să introducem substanța într-un cîmp magnetic. În prezența cîmpului magnetic mișcarea electronului se descompune într-o mișcare de oscilație de-a lungul direcției cîmpului magnetic de frecvență ν și în două mișcări de rotație, una spre dreapta și alta spre stînga, de frecvența $\nu+\Delta\nu$ și respectiv $\nu-\Delta\nu$, într-un plan perpendicular pe cîmpul magnetic. În cazul în care un fascicul de lumină străbate substanța respectivă de-a lungul cîmpului magnetic, mișcarea circulară înspre dreapta produce o absorbție puternică a undelor luminoase circular-polarizate spre dreapta, la frecvența $\nu+\Delta\nu$, iar mișcarea circulară în spre stînga pe cea a undelor circular-polarizate spre stînga, la frecvența $\nu-\Delta\nu$. Substanța introdusă într-un cîmp magnetic va avea, deci, curbele de variație ale indicelui de refracție cu frecvența pentru undele circular-polarizate spre dreapta și respectiv spre stînga, reprezentate în fig. 22. După cum se observă din această figură, pentru o frecvență oarecare, mediul prezintă doi indici de refracție diferiți pentru cele două unde circular-polarizate în sensuri diferite.

În consecință, dacă în absența cîmpului magnetic undele circular-polarizate spre dreapta se propagau cu aceeași viteză ca și undele circular-polarizate spre stînga, în prezența cîmpului magnetic ele se propagă cu viteze diferite. Diferența dintre vitezele de propagare ale undelor circular-polarizate spre dreapta, respectiv spre stînga, explică în

lumina raționamentelor lui Fresnel, de ce o substanță optic inactivă introdusă într-un cîmp magnetic devine optic activă.

Această explicație arată clar că efectul Faraday nu apare în urma unei interacțiuni directe dintre cîmpul magnetic

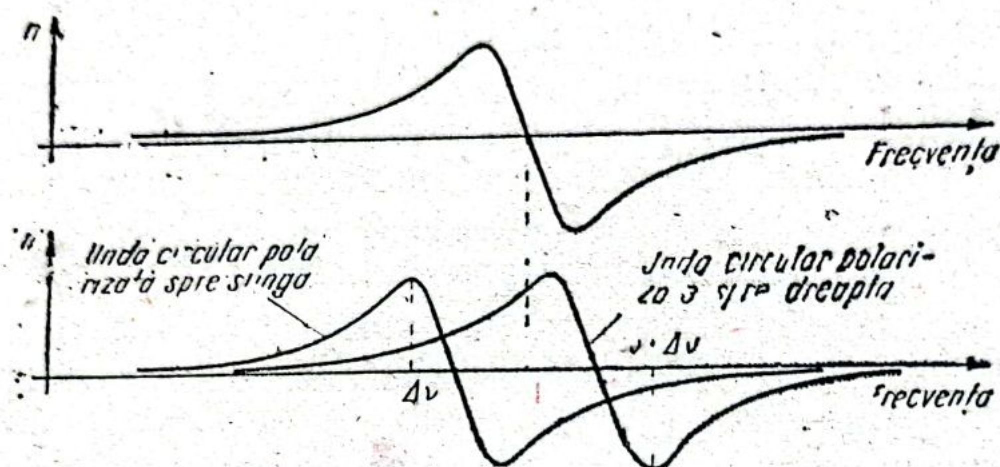


Fig. 22. Variația indicelui de refracție în absența (*a*), respectiv în prezența (*b*) cîmpului magnetic.

și cîmpul undei de lumină. Cîmpul magnetic modifică proprietățile substanței conferindu-i acesteia proprietatea de a roti planul de polarizare.

PROPAGAREA LUMINII PRIN CRISTALE

Să urmărim modul în care teoria electronilor explică fenomenele de propagare a luminii prin cristale.

Un mediu cristalin este, în general, *anizotrop*, deoarece proprietățile acestuia depind de direcția de-a lungul căreia se studiază fenomenele. În teoria electronilor reacția unui mediu este determinată de deplasarea sarcinilor electrice sub acțiunea undei de lumină. Dacă mediul este izotrop, deplasarea sarcinilor electrice nu depinde de direcția după care se propagă unda de lumină. Nu același lucru se întîm-

plă în cazul mediilor anizotrope. În general, anizotropia unui mediu poate fi determinată fie de anizotropia particulelor constituente, fie de modul cum acestea sînt așezate una față de alta, sau de ambele cauze.

Pentru a înțelege mai clar prima cauză, să considerăm o moleculă de hidrogen. După cum se știe, ea este formată din doi atomi de hidrogen. Sub influența unui cîmp electric, deplasarea electronilor are valori diferite după direcția care unește cei doi atomi și respectiv după o direcție perpendiculară pe aceasta. În consecință, molecula va avea proprietăți optice de-a lungul axei sale de simetrie, diferite față de cele de-a lungul unei direcții perpendiculare.

Se poate însă întîmpla ca un mediu să fie totuși izotrop cu toate că este constituit din particule anizotrope. De exemplu hidrogenul gazos este un mediu izotrop deși moleculele de hidrogen sînt anizotrope. Aceasta se datorește orientării dezordonate a moleculelor, care fac ca în medie comportarea gazului să nu depindă de direcție.

Dacă însă mediul izotrop este format din particule anizotrope și există posibilitatea de a orienta particulele acestuia, atunci el devine anizotrop. După cum vom vedea, *Kerr* a reușit să realizeze pentru prima oară, în acest mod, transformarea unui mediu izotrop într-unul anizotrop.

Anizotropia unui mediu poate fi determinată și de modul în care sînt așezate particulele sale componente. Astfel, de exemplu, carbonatul de calciu ($CaCO_3$) este cunoscut sub două forme cristaline diferite: *spatul de Islanda* și *aragonitul*, care diferă între ele doar prin modul în care sînt așezați atomii componenți. Acest mod de așezare condiționează proprietățile celor două forme cristaline. Spatul de Islanda are densitatea egală cu 2,72 și este din punct de vedere optic un cristal uniax, în timp ce aragonitul are densitatea egală cu 2,93 și este un cristal biax.

Deplasarea unei sarcini electrice, într-un cristal, depinde nu numai de cîmpul electric al undei de lumină dar și de forțele exercitate de ceilalți atomi. Forțele exercitate de ceilalți atomi depind de direcția de deplasare a electronului. O analogie mecanică ne va ajuta să înțelegem mai ușor

esența fenomenelor. Să materializăm prin niște resorturi forțele cu care acționează atomii asupra unui electron.

Dacă mediul este izotrop, atunci toate resorturile care mențin în echilibru electronul considerat, sînt identice (vezi fig. 23). Electronul are aceeași deplasare, indiferent dacă forța a acționat de-a lungul direcției unei perechi de resorturi sau de-a lungul celeilalte.

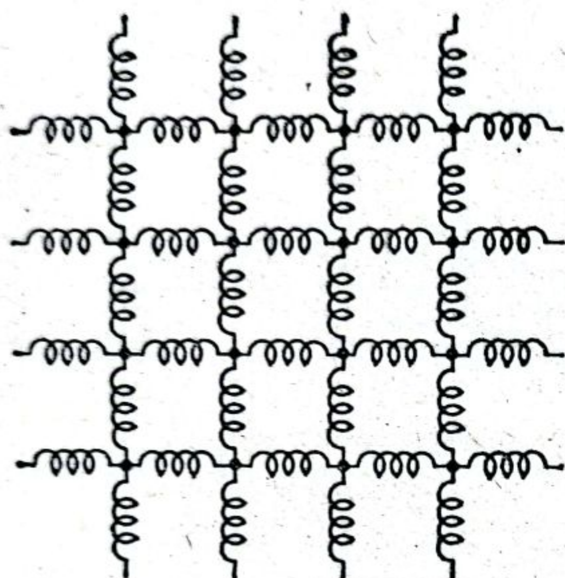


Fig. 23. Structura unui mediu izotrop.

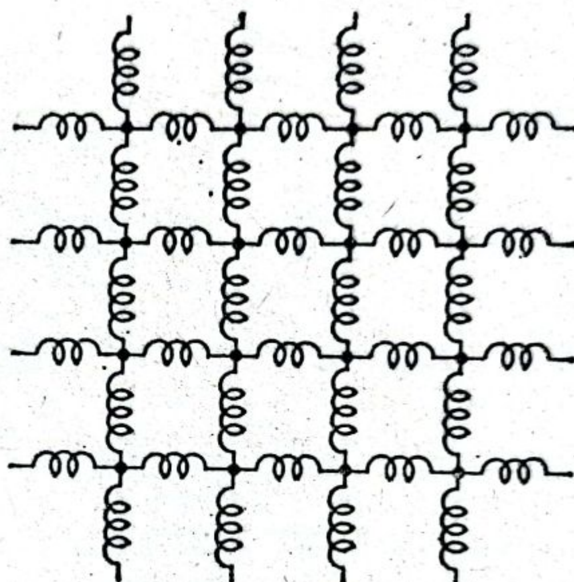


Fig. 24. Structura unui mediu anizotrop.

Situația se schimbă în cazul unui mediu anizotrop. În acest caz, perechile de resorturi nu mai sînt identice (vezi fig. 24). Sub acțiunea unei aceleiași forțe, îndreptate însă succesiv de-a lungul celor două direcții, deplasările electronului sînt diferite. Dacă deplasarea electronilor într-un mediu anizotrop depinde de direcție, înseamnă că, în general, toate proprietățile optice (indicele de refracție, curba de dispersie, caracterul polarizării undelor etc.) variază în funcție de direcția de-a lungul căreia se studiază fenomenul.

Pentru un mediu anizotrop, relația $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ dintre intensitatea cîmpului electric $\vec{E}$ și inducția electrică $\vec{D}$, care arată că cei doi vectori sînt coliniari, se păstrează, însă cu valori diferite ale lui ε, numai de-a lungul celor

trei direcții principale ale cristalului. Dacă notăm cu Ox, Oy și Oz cele trei direcții, atunci de-a lungul acestora sînt valabile relațiile: $D_x = \varepsilon_x \cdot E_x$; $D_y = \varepsilon_y \cdot E_y$ și $D_z = \varepsilon_z \cdot E_z$, unde ε_x, ε_y, ε_z sînt valorile permitivității electrice de-a lungul axelor principale respective.

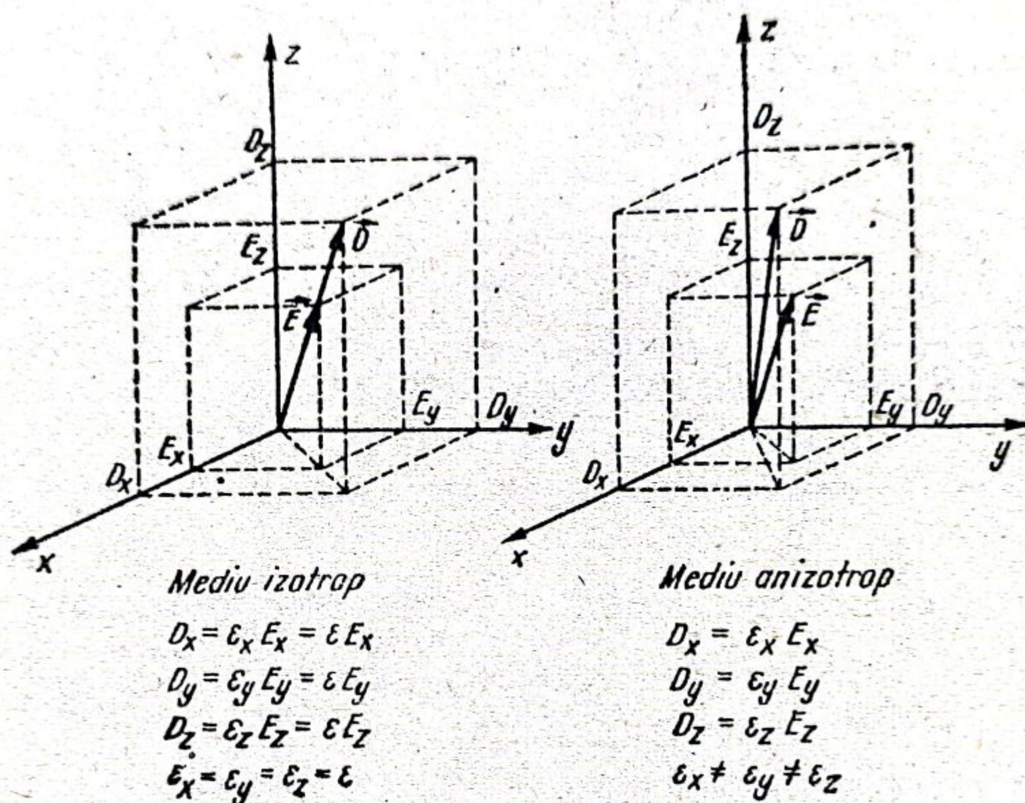


Fig. 25. Orientarea în spațiu a intensității cîmpului electric $\vec{E}$ și a inducției electrice $\vec{D}$ pentru mediile izotrope și anizotrope.

Pentru oricare altă direcție, vectorii $\vec{D}$ și $\vec{E}$ nu mai sînt coliniari. Într-adevăr, să descompunem vectorul $\vec{E}$ după cele trei axe de coordonate: $\vec{E} = \vec{i}E_x + \vec{j}E_y + \vec{k}E_z$. Aceste componente dau naștere la următoarele componente ale inducției electrice: $D_x = \varepsilon_x E_x$; $D_y = \varepsilon_y E_y$ și $D_z = \varepsilon_z E_z$, adică la inducția rezultantă $\vec{D} = \vec{i}\,D_x + \vec{j}\,D_y + \vec{k}D_z = \vec{i}\varepsilon_x E_x + \vec{j}\varepsilon_y E_y + \vec{k}\varepsilon_z E_z$. Din această relație se observă că, deoarece $\varepsilon_x \neq \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$, $\vec{D}$ nu mai este coliniar cu $\vec{E}$ (vezi fig. 25).

Cu ajutorul constantelor dielectrice, de-a lungul celor trei direcții principale ale cristalului putem să construim un elipsoid (vezi fig. 26). Acesta reprezintă, în esență, același elipsoid cu cel al lui Fresnel, deoarece vitezele de propagare de-a lungul celor trei axe sînt determinate de

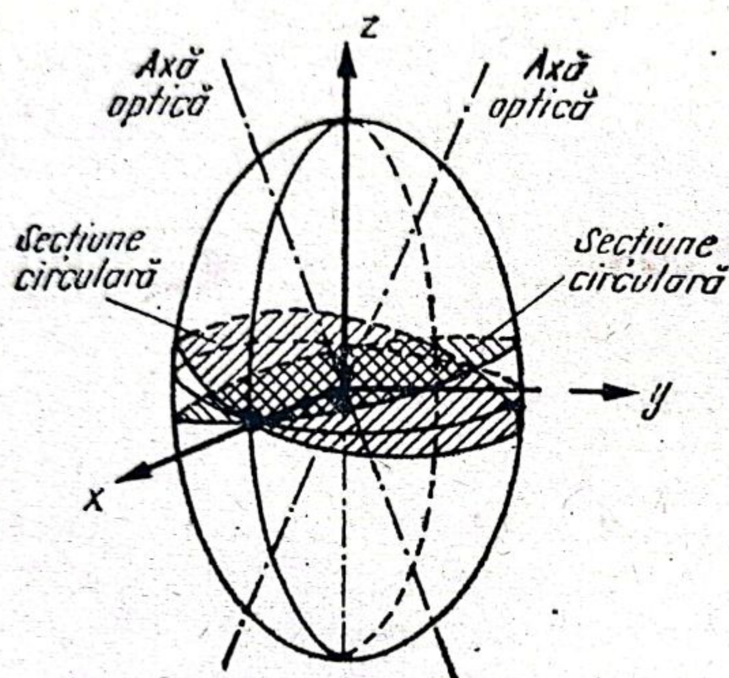


Fig. 26. Elipsoidul constantelor dielectrice.

constantele dielectrice corespunzătoare. În consecință, toate considerațiile referitoare la elipsoidul lui Fresnel își păstrează valabilitatea și pentru elipsoidul constantelor dielectrice.

Teoria electronilor reușește astfel să explice într-un mod elegant și natural proprietățile mediilor anizotrope, fără a recurge la ipoteze suplimentare, cum au fost cele utilizate de Fresnel sau Neumann.

EFECTUL KERR

Alături de efectul Faraday, care este în esență un efect magnetooptic, în teoria electronilor un loc important l-a jucat și efectul Kerr, a cărui esență este de natură electrooptică.

Cercetările efectuate de *J. Kerr*, (1824—1907) începînd din anul 1875, au arătat că unele lichide introduse într-un cîmp electric devin birefringente. Schema montajului utilizat pentru studiul birefringenței produse de cîmpul electric, este reprezentată în fig. 27. Partea principală a insta-

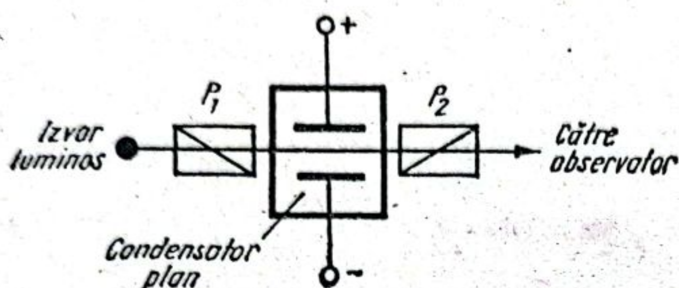


Fig. 27. Schema experienței lui Kerr.

lației o constituie un vas umplut cu lichidul a cărui comportare se studiază și în interiorul căruia s-au introdus plăcile unui condensator plan. Condensatorul are o asemenea poziție în vas încît fasciculul luminos trebuie să treacă prin spațiul dintre plăcile acestuia. Pentru polarizarea luminii care pătrunde în vas și respectiv pentru analizarea stării de polarizare a fasciculului emergent, se folosesc doi polarizori P_1 și P_2.

Dacă cei doi polarizori sînt încrucișați, iar tensiunea electrică nu este aplicată pe plăcile condensatorului, atunci lumina nu trece prin sistem. Aceasta arată că în absența cîmpului electric, mediul lichid este inactiv.

Dacă însă se aplică o tensiune electrică pe condensator, atunci se constată că intensitatea luminii, la ieșirea analizorului P_2, nu mai este nulă. Cercetînd starea de polarizare a luminii care a traversat lichidul, Kerr a ajuns la concluzia că, sub acțiunea cîmpului electric, lichidul se comportă ca un cristal uniax, al cărui ax este paralel cu direcția cîmpului electric.

Cum se explică efectul Kerr? Teoria electronilor a arătat că efectul Kerr este determinat de anizotropia proprietăților optice ale moleculelor din care este format lichidul. În absența cîmpului electric, aceste molecule, în număr foarte mare, sînt așezate în mod dezordonat, astfel încît ele deși sînt anizotrope, lichidul este izotrop. În prezența

cîmpului electric, moleculele capătă o așezare ordonată, astfel încît direcția cîmpului electric reprezintă o axă de simetrie. Din această cauză, un lichid introdus într-un cîmp electric se comportă ca un cristal uniax.

EFECTUL COTTON-MOUTON

O orientare a moleculelor anizotrope poate să apară și în cazul în care acestea sînt introduse într-un cîmp magnetic. Ne-am așteptat deci să existe un fenomen analog cu efectul Kerr, adică crearea unei anizotropii artificiale sub acțiunea unui cîmp magnetic.

Acest efect a fost pus în evidență experimental de către *Aimé-August Cotton* (1869—1951) *și H. Mouton*, în 1905. Fenomenul a căpătat denumirea de *efectul Cotton-Mouton*.

Cercetări în acest domeniu a efectuat și cunoscutul fizician român *Ștefan Procopiu* (1890—1972), care a studiat comportarea suspensiilor de pulbere cristaline în cîmpuri electrice și magnetice.

SERII SPECTRALE

Analizînd spectrele diverselor elemente, fizicienii au observat unele regularități, ceea ce i-a determinat să-și exprime convingerea că există o relație care leagă între ele lungimile de undă ale liniilor spectrale corespunzătoare unui aceluiași element. Hidrogenul, datorită simplității spectrului său, cum era și firesc, a atras primul atenția fizicienilor.

În 1885, un profesor elvețian de gimnaziu, *Johann Jakob Balmer* (1825—1898), a observat că lungimile de

undă λ ale primelor patru linii spectrale ale hidrogenului satisfac relația

$$\lambda = b \frac{n^2}{n^2 - 2^2}$$

în care b este o constantă determinată pe cale experimentală, a cărei valoare este egală cu 3645 Å, iar n ia valorile 3, 4, 5 și 6 pentru cele patru linii.

După cum a mărturisit însuși Balmer, în momentul cînd a descoperit această relație, el nu știa de existența unei a cincea linii spectrale a hidrogenului. Balmer s-a gîndit că dacă în această relație îi dă lui n valoarea 7, atunci s-ar putea obține o linie care nu fusese încă descoperită. Intuiția nu l-a înșelat, căci un prieten l-a informat că cea de a cincea linie spectrală prevăzută de el există în realitate în regiunea violetă a spectrului și că alte numeroase linii au fost descoperite în regiunea ultravioletă. Calculele efectuate au arătat că și aceste linii satisfac relația propusă de Balmer. Liniile spectrale ale căror lungimi de undă satisfac această relație au căpătat denumirea de *seria lui Balmer*.

În continuare, Balmer a încercat să înlocuiască în formula sa numărul 2 cu unul din numerele următoare întregi 3, 4, ... pentru a obține noi linii spectrale. Căutările sale au fost însă infructuoase deoarece nu a găsit nici o linie spectrală care să satisfacă noua relație. Aceasta nu l-a descurajat însă pe Balmer, care era ferm convins de justețea ideii sale. El a emis ipoteza că aceste linii ar putea să apară în condiții noi de temperatură și presiune, care pînă în prezent nu au fost realizate.

Nici în acest caz intuiția lui Balmer nu s-a înșelat, căci noile linii spectrale prezise există în realitate. Pentru a obține lungimile de undă ale acestora, formula propusă de către Balmer trebuia însă să sufere o ușoară modificare pentru a o aduce la o formă mai generală. Această operație a făcut-o în 1890 fizicianul suedez *Johannes Rydberg* (1854—1919), care a pus formula lui Balmer sub forma

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

în care R este o constantă *(constanta lui Rydberg)* egală cu 109.677,58 cm^{-1}, iar $n = 3, 4, 5, 6...$

Dacă în formula lui Rydberg numărul 2 se înlocuiește prin numerele întregi următoare 3, 4, 5 precum și cu numărul 1, atunci se obțin următoarele relații:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right); \quad n = 2,\ 3,\ 4, \ldots$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right); \quad n = 4,\ 5,\ 6, \ldots$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right); \quad n = 5,\ 6,\ 7, \ldots$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right); \quad n = 6,\ 7,\ 8, \ldots$$

Cercetările ulterioare au arătat că există, într-adevăr, linii spectrale ale căror lungimi de undă sînt date de aceste relații.

Astfel, în 1906, *Theodor Lyman* a descoperit o serie de linii ale hidrogenului în regiunea ultravioletă, care satisface prima din cele patru relații de mai sus.

Liniile hidrogenului care satisfac această relație formează așa numita *serie Lyman.*

La numai doi ani, adică în 1908, *Friedrich Paschen* (1865—1947) a identificat, în regiunea infraroșie a spectrului, linii spectrale care satisfac cea de a doua relație. Aceste linii formează așa numita *serie Paschen.*

În sfîrșit, alte linii spectrale, tot din regiunea infraroșie, care satisfac ultimele două relații, au fost identificate în 1922 de către *Brackett,* respectiv în 1924 de către *Pfund.* Conform tradiției, aceste linii formează *seria Brackett,* respectiv *seria Pfund.*

Relațiile pentru cele cinci serii pot fi reprezentate prin formula generală

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}\right)$$

în care n_f este un număr întreg iar n_i ia valorile $n_f + 1$, n_f+2, n_f+3 etc. Într-adevăr, se observă ușor că pentru $n_f = 1$ se obține seria Lyman, pentru $n_f = 2$ seria Balmer, pentru $n_f = 3$ seria Paschen, pentru $n_f = 4$ seria Brackett, iar pentru $n_f = 5$ seria Pfund.

Studiind spectrele emise și de alte elemente, fizicienii au identificat unele serii spectrale caracterizate prin relații mai complicate decît cele ale hidrogenului.

Cercetările lui Rydberg, efectuate în jurul anilor 1890, au arătat posibilitatea reprezentării inversului lungimii de undă a liniilor spectrale emise de atomii unui element prin diferența dintre doi termeni. În 1908 *Walter Ritz* (1878—1909), care a continuat cercetările lui Rydberg, a formulat așa numitul *principiu de combinație* care îi poartă numele.

Principiul de combinație al lui Ritz arată că inversul lungimii de undă a unei linii spectrale poate să fie pus sub forma diferenței dintre doi termeni spectrali de forma $R / (n-k)^2$, unde R este constanta lui Rydberg, n un număr întreg, iar k o constantă dependentă de natura elementului respectiv.

Cercetările lui Rydberg și Ritz au arătat în mod clar că termenii spectrali care combinați doi cîte doi generează o linie spectrală, trebuie să aibă o semnificație fizică universală, particularitățile atomului manifestîndu-se în ceea ce privește factorii de corecție. Stabilirea regularităților spectrale, manifestată prin principiul lui Ritz, constituia pentru fizicienii sfîrșitului secolului al IX-lea și începutul secolului al XX-lea o dovadă clară a profundului sens fizic al legilor descoperite. Care este însă sensul fizic al acestor fapte experimentale? Cum se explică faptul că un atom atît de simplu, cum ar fi cel de hidrogen, emite cinci serii spectrale?

La sfîrșitul secolului al XIX-lea emisia luminoasă era considerată analoagă cu cea a sunetului. Se presupunea că spectrele de linii iau naștere la fel cum se produce sunetul prin vibrațiile libere ale corpurilor. Atomul era considerat ca un sistem electric, cu un număr mare de frecvențe proprii de vibrație, corespunzînd ansamblului liniilor spectrale.

Calculele efectuate pe baza acestei idei au condus la unele spectre care nu semănau deloc cu cele ale atomilor.

Pentru a înțelege mai clar eșecul acestor încercări, să considerăm emițătorul mecanic cel mai simplu format dintr-o coardă, fixată la ambele capete și care printr-o metodă oarecare este făcută să vibreze. De-a lungul corzii se formează unde staționare, care la cele două extremități prezintă noduri. Coarda poate să vibreze pe orice frecvență pentru care unda staționară care se formează prezintă noduri în cele două extremități.

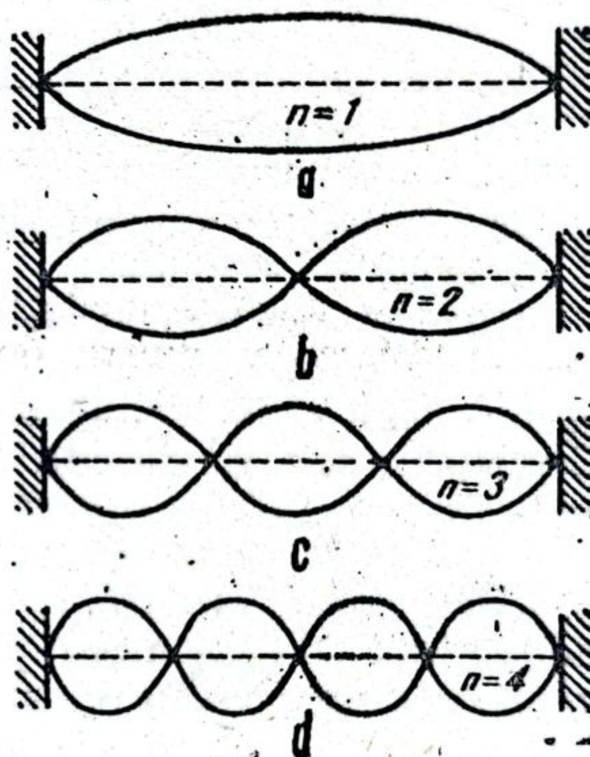


Fig. 28. Modurile de vibrație ale unei corzi (*a*) — modul fundamental; (*b*) — armonica I; (*c*) — armonica a II-a; (*d*) — armonica a III-a.

Modul cel mai simplu de vibrație apare atunci cînd la mijlocul coardei se formează un ventru (vezi fig. 28). În acest caz, lungimea de undă este egală cu jumătate din lungimea corzii. Acesta se numește *modul fundamental de vibrație*.

Modul imediat superior apare în cazul în care la mijlocul corzii se formează un nod, iar la mijlocul distanței dintre acesta și extremități cîte un ventru. În acest caz, lungimea de undă este egală cu lungimea corzii, adică este de două ori mai mică decît cea corespunzătoare modului fundamental. În consecință, frecvența de vibrație a corzii este dublă. Se afirmă că coarda vibrează pe *armonica I-a*.

Procedînd în mod similar, se deduc și celelalte moduri de vibrație corespunzătoare armonicelor superioare. Modurile se notează specificînd numărul n de ventre care se formează.

Prin urmare, spectrul frecvențelor de vibrație ale corzii este format din frecvența fundamentală ν_0 și armonicele superioare $2\nu_0$, $3\nu_0$, $4\nu_0$, ... (vezi fig. 29). Acest spectru nu seamănă deloc cu nici unul din spectrele vreunui atom.

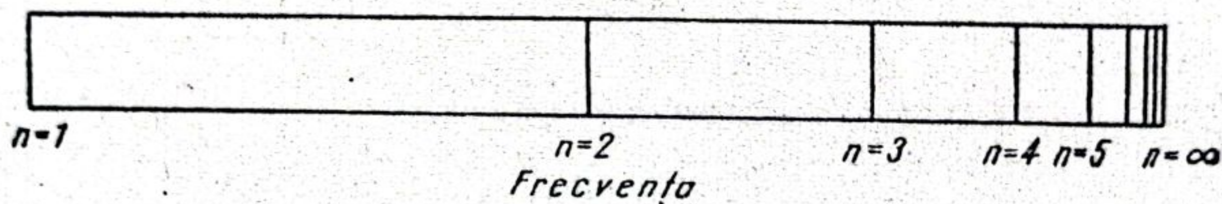


Fig. 29. Spectrul frecvențelor de vibrație a corzii din fig. 28.

Ritz s-a gîndit că dacă ar considera un sistem mecanic sau electric mai complicat, atunci ar putea ajunge la un spectru care să fie identic, de exemplu, cu cel al hidrogenului. Cercetările sale au dovedit însă că *nu există nici un sistem mecanic sau electric al cărui spectru de vibrație să se asemene cu spectrul de emisie al vreunui element, nici măcar cu cel al hidrogenului, care este cel mai simplu.* Teoria electronilor, adică, în fond, *fizica clasică a suferit astfel un eșec total în explicarea regularității spectrelor.*

CATASTROFA ULTRAVIOLETĂ

La hotarul dintre secolul al XIX-lea și al XX-lea, firmamentul fizicii clasice — după cum remarca renumitul fizician *William Thomson,* devenit ulterior *Lord Kelvin* (1824—1907), care a adus contribuții științifice importante în domeniile electromagnetismului și termodinamicii, stabilind *scara temperaturilor absolute* care îi poartă numele — era umbrit de doi norișori întunecoși: *experiența lui Michelson* și *problema distribuției energiei în spectrul radiației corpului negru.* În continuare, W. Thomson considera că, desigur, fizica clasică, atît de solid construită pe fundamentul oferit de marile ei teorii: mecanica, termodinamica și electrodinamica, va rezolva, fără îndoială și aceste două probleme.

Optimismul lui Kelvin s-a dovedit însă neîntemeiat. Cei doi norișori, atît de bine sesizați de el, s-au transformat în nori de furtună, provocînd un cataclism cumplit care a zguduit din temelie edificiul fizicii clasice. Acești norișori au dat naștere la cele două teorii ale fizicii moderne: teoria relativității și teoria cuantelor.

SOARTA ETERULUI

Experiența lui Michelson este legată de problema *eterului.* Se poate spune că puține idei au cauzat fizicienilor atîtea frămîntări și atîtea decepții ca ideea eterului universal.

Cititorului care dorește să afle amănunte despre soarta eterului, îi recomandăm să citească lucrarea lui Toma Vescan: *Materia, lumina și relativitatea*, apărută în cadrul aceleeași colecții.

RADIAȚIA TERMICĂ

Cea de a doua problemă sesizată de Kelvin se referea la *radiația termică*. După cum arată și numele, radiația termică este emisă de către un corp încălzit. Noțiunea de radiație termică a fost stabilită de către chimistul *Karl Wilhelm Scheele* (1742—1786).

La începutul secolului al XIX-lea, fizicienii au arătat că radiațiile termice și cele luminoase au aceeași natură. Deosebirea dintre ele se datorește particularităților fiziologice ale organelor noastre de vedere care nu pot sesiza decît radiațiile care au lungimea de undă cuprinsă între $4 \cdot 10^{-5}$ *cm* și $7{,}2 \cdot 10^{-5}$ *cm*.

Trebuie remarcat faptul că orice corp, indiferent de temperatura pe care o are, radiază unde electromagnetice. Dacă temperatura sa este relativ scăzută, radiațiile emise nu sînt sesizate de organele noastre de simț. Dacă însă se încălzește corpul, atunci el începe să emită radiații care creează, mai întîi, senzația de căldură. Dacă se continuă încălzirea corpului, atunci, începînd de la aproximativ 500°*C* se pot observa, cu ochiul, și radiații vizibile, avînd nuanța roșu închis. Pe măsură ce temperatura corpului crește, lumina emisă devine din ce în ce mai intensă, îmbogățindu-se, în același timp, cu radiații de lungimi de undă din ce în ce mai mici. La 1500°*C*, corpul emite o lumină albă, strălucitoare.

În 1809, studiind echilibrul corpurilor care emit radiații termice, *Pierre Prévost* (1751—1839) a ajuns la concluzia că dacă două corpuri absorb în mod inegal radiație termică, atunci și emisia lor trebuie să fie diferită. Într-adevăr,

să considerăm două corpuri la temperaturi diferite, care absorb și emit radiații termice, într-o incintă în care s-a făcut vid. Prin efectuarea vidului a fost eliminată posibilitatea unui schimb termic între cele două corpuri prin conductibilitate termică și convecție. Schimbul termic între cele două corpuri poate avea loc numai prin emisia și absorbția de radiație termică. Radiind și absorbind, cele două corpuri care, inițial, erau la temperaturi diferite, capătă în cele din urmă aceeași temperatură, adică se ajunge la o stare de echilibru termodinamic.

După cum arată și numele, echilibrul are un caracter dinamic. Aceasta înseamnă că și în cazul egalității temperaturii, cele două corpuri emit și absorb radiații însă într-un asemenea mod încît în unitatea de timp fiecare emite tot atîta energie cît absoarbe. Din condiția de echilibru termodinamic, adică din condiția de egalitate a puterii emise și absorbite de fiecare corp, se deduce că dacă cele două corpuri au puteri de absorbție diferite, atunci puterile lor de emisie sînt inegale. Aceasta constituie *regula lui Prévost.*

Condițiile de echilibru termodinamic sînt studiate de către termodinamică. Prin aceasta optica și termodinamica au ajuns în situația de a se întîlni în studiul unui același fenomen. Din reunirea lor a apărut rodul care avea să producă cea mai mare din cele mai mari revoluții din fizică.

Primul care a aplicat în mod consecvent principiile termodinamicii la studiul radiațiilor termice a fost Kirchhoff, care, în 1859, a formulat legea ce-i poartă numele.

Pentru a caracteriza proprietățile corpurilor de a emite și a absorbi radiație termică este necesar să se precizeze mai clar noțiunile de putere de emisie, respectiv de absorbție. Să considerăm un corp care se află la o anumită temperatură T. După cum se știe, un asemenea corp emite un spectru continuu.

Puterea de emisie $E_{\nu,T}$ se definește ca raportul dintre energia emisă de unitatea de suprafață a corpului într-o secundă, sub forma de radiație termică, a cărei frecvență este cuprinsă în intervalul ν și $\nu + \Delta\nu$ și lățimea $\Delta\nu$ a acestui interval de frecvență.

Puterea de absorbție $A_{\nu,T}$ a aceluiași corp se definește ca fracțiunea din energia radiației incidente a cărei frecvență este cuprinsă în intervalul ν și $\nu + \Delta\nu$, care este absorbită de unitatea de suprafață, în unitatea de timp și transformată în căldură. Puterea de absorbție este o mărime adimensională a cărei valoare maximă este egală cu unitatea. În acest caz corpul absoarbe integral radiația incidentă.

Un corp care absoarbe integral radiația termică incidentă pentru orice frecvență a acesteia și pentru orice temperatură a sa, a fost denumit *corp negru*. Funinginea și negrul de platină se apropie cel mai mult de corpul negru.

Bazîndu-se pe legile termodinamicii, Kirchhoff a ajuns la concluzia că *raportul* $E_{\nu,T}/A_{\nu,T}$ *dintre puterea de emisie* $E_{\nu,T}$ *și puterea de absorbție* $A_{\nu,T}$ *a unui corp nu depinde de natura corpului, fiind egală cu o funcție universală de frecvență și temperatură, valabilă pentru toate corpurile, în timp ce puterile de emisie și de absorbție pot varia foarte mult, atunci cînd se trece de la un corp la altul.*

Dacă se notează cu $\varepsilon_{\nu,T}$ și $\alpha_{\nu,T}$ puterea de emisie, respectiv puterea de absorbție a corpului negru atunci în conformitate cu legea lui Kirchhoff

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \frac{\varepsilon_{\nu,T}}{\alpha_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T}$$

deoarece $\alpha_{\nu,T} = 1$ pentru corpul negru.

Problema fundamentală a teoriei radiației termice este tocmai determinarea expresiei matematice a puterii de emisie $\varepsilon_{\nu,T}$ a corpului negru.

În 1879, *Josef Stefan* (1835—1893) a ajuns, pe baza propriilor sale măsurători precum și pe datele experimentale ale altor cercetători, la concluzia că *energia globală emisă în tot spectrul într-o secundă, de către un corp, este proporțională cu puterea a patra a temperaturii sale absolute.*

Cinci ani mai tîrziu, adică în 1884, Boltzmann, bazat pe teoria electromagnetică a luminii și pe considerente termodinamice relativ simple, a demonstrat această lege, precizînd că ea este valabilă pentru corpurile negre. Această concluzie a căpătat denumirea de *legea lui Stefan-Boltzmann.*

Legea lui Stefan-Boltzmann vorbește doar despre intensitatea radiației globale a unui corp negru, fără să spună nimic despre modul cum este distribuită această energie în funcție de frecvență. Problema fundamentală a teoriei radiației termice o constituie însă tocmai calculul distribuției energiei în spectrul radiației corpului negru, adică determinarea funcției $\varepsilon_{\nu,T}$ care reprezintă densitatea spectrală de energie.

În 1893, *Wilhelm Wien* (1864—1928) a fundamentat teoretic așa numita *lege de deplasare*, care arată că *lungimea de undă pentru care apare maximumul în distribuția energiei, prezintă o deplasare înspre lungimile de undă scurte, odată cu creșterea temperaturii, astfel încît produsul dintre temperatura corpului și această lungime de undă să fie o constantă.*

Această lege și-a găsit o bună confirmare experimentală în 1895, cînd *Otto Lummer* (1860—1925) și *Wien* au avut fericita idee de a privi într-o cavitate practicată într-un corp aflat la temperatura T, printr-o mică deschidere efectuată într-un perete. De altfel, de-abia din acest an există măsurători cantitative precise asupra radiației corpului negru.

De atunci, corpul negru se realizează sub forma unei cavități aproape închise, prevăzută cu un orificiu foarte

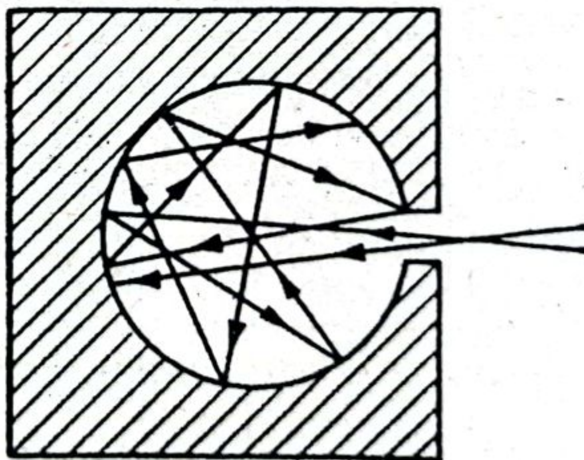


Fig. 30. Corp negru.

mic (vezi fig. 30). Raza care pătrunde prin orificiu cade pe pereții cavității unde o parte este absorbită, iar restul este reflectată. Raza reflectată cade din nou pe pereții cavității unde, de asemenea, o parte este absorbită, iar restul este

reflectată. Datorită dimensiunilor foarte mici ale orificiului, raza trebuie să sufere un număr foarte mare de reflexii pînă cînd reușește să iasă în exterior. În acest mod, orice rază incidentă este practic absorbită integral, indiferent de frecvența sa și de temperatura pereților.

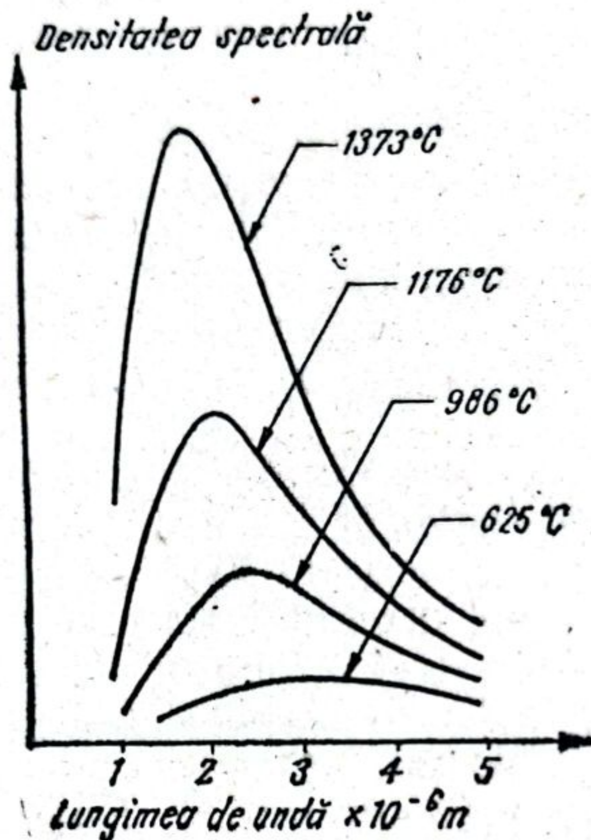


Fig. 31. Distribuția energiei în spectrul radiației corpului negru.

Cu ajutorul unor asemenea cavități s-a determinat experimental distribuția energiei în spectrul radiației corpului negru. O serie de curbe pentru diferite temperaturi ale corpului negru sînt reprezentate în fig. 31.

FORMULA LUI RAYLEIGH-JEANS

Nici legea de deplasare a lui Wien nu a rezolvat integral problema repartiției energiei în spectrul corpului negru. După cum s-a arătat cîțiva ani mai tîrziu, din legile generale ale electrodinamicii și termodinamicii nu mai puteau

fi obținute rezultate noi. Trebuia deci să se introducă ipoteze noi, suplimentare.

Rayleigh a avut primul ideea de a aplica *teorema echipartiției energiei după gradele de libertate*, cunoscută din mecanica statistică, la studiul radiației termice. Pentru a înțelege esența fizică a acestei teoreme, să considerăm un gaz format din molecule monoatomice aflat la temperatura T. Energia totală a acestui gaz este formată din suma energiilor cinetice ale moleculelor, care se află într-o necontenită mișcare de agitație termică. Efectuînd raportul dintre energia totală a gazului și numărul de molecule se obține *energia medie* pe care o are o moleculă. Aceasta nu înseamnă că toate moleculele au aceeași energie, egală cu cea medie. Astfel, există molecule care au o energie mai mare, altele care au o energie mai mică. Numărul de molecule care au energie cuprinsă între anumite limite, respectiv viteza cuprinsă între anumite valori, se poate calcula cu ajutorul mecanicii statistice, fundamentată de către Maxwell și Boltzmann. Pentru cele ce urmează, nu prezintă interes distribuția numărului de molecule după energie, respectiv viteză, ci faptul că energia medie a unei molecule monoatomice este de $3/2 \cdot kT$ unde k este constanta lui Boltzmann egală cu $1{,}38054 \cdot 10^{-16}$ *erg/grad Kelvin*, iar T temperatura gazului.

Aceleași raționamente conduc la concluzia că energia medie a unei molecule dintr-un gaz format din molecule biatomice (atomii fiind considerați niște mase punctiforme) este de $5/2 \cdot kT$.

În ambele cazuri, numărul 3, respectiv 5, care înmulțește mărimea $1/2 \cdot kT$, reprezintă numărul gradelor de libertate a unei molecule componente. Reamintim că numărul gradelor de libertate al unui sistem este egal cu numărul mărimilor independente care trebuiesc specificate pentru a se putea caracteriza complet starea sa. Astfel, în cazul unei molecule monoatomice trebuie să se specifice cele trei coordonate, de exemplu carteziene, care determină poziția în spațiu a moleculei, considerată punctiformă. În cazul unei molecule biatomice sînt necesare cinci mărimi și anume, trei care să determine poziția în spațiu a centrului moleculei

și două care să stabilească orientarea axei care trece prin cei doi atomi, considerați punctiformi.

Studiul altor cazuri, mai complicate, a condus la aceeași concluzie: *energia medie care revine unui grad de libertate este egală cu* $1/2 \cdot kT$. Această concluzie reprezintă *teorema echipartiției energiei după gradele de libertate.*

Calculul repartiției energiei în spectrul corpului negru, pe baza acestei teoreme, a fost efectuat de către *James Hopwood Jeans* (1877—1946), folosind metoda indicată de către Rayleigh.

Pentru a înțelege esența raționamentelor lui Rayleigh și Jeans, să considerăm un cub format din pereți perfect reflectători, în interiorul căruia se realizează un vid perfect. Pereții cubului, care au o anumită temperatură, emit unde electromagnetice. În interiorul cubului se formează astfel un cîmp electromagnetic. Cîmpul electromagnetic constă din sisteme de unde electromagnetice staționare, de diferite frecvențe și direcții de propagare.

De exemplu, să considerăm undele care se propagă de-a lungul unei direcții perpendiculare pe două din fețele cubului. Prin analogie cu undele staționare care iau naștere de-a lungul unei corzi vibrante, fixată la extremitățile sale, rezultă că în acest caz se formează un sistem de unde staționare pentru care distanța dintre fețele cubului este un număr întreg de semilungimi de undă. Acest sistem este format dintr-un număr infinit de unde care au lungimi de undă din ce în ce mai mici și, corespunzător, frecvențe din ce în ce mai înalte.

Dacă considerăm și celelalte direcții posibile de propagare, atunci analiza va fi ceva mai complicată, însă concluzia rămîne aceeași: în cub ia naștere un sistem format dintr-un număr infinit de unde electromagnetice staționare, de frecvențe din ce în ce mai mari. Fiecare undă staționară poate fi considerată ca o stare elementară a cîmpului electromagnetic, ca o „părticică" componentă a acestuia.

Avînd în vedere că și fiecare moleculă reprezintă, de asemenea, o „părticică" componentă a întregului gaz, căruia i se poate aplica teorema echipartiției energiei, rezultă că

și fiecărei unde staționare, componentă a cîmpului electromagnetic, i se poate aplica aceeași teoremă. Dacă se face abstracție de starea de polarizare, numărul gradelor de libertate al unei unde staționare este egal cu 2, un grad corespunzînd cîmpului electric, iar celălalt cîmpului magnetic. Energia medie pe care o are o undă staționară, componentă a cîmpului electromagnetic din cavitate, este deci egală cu kT.

Cunoscînd această energie, nu ne mai rămîne decît de calculat numărul de unde staționare, ale căror frecvențe sînt cuprinse în intervalul ν și $\nu + \Delta\nu$ și să-l înmulțim cu numărul gradelor de libertate și cu $1/2 \cdot kT$, pentru a afla energia emisă de corpul negru într-o secundă, în banda de frecvență $\Delta\nu$ din jurul frecvenței ν considerată. Rezultatul acestui calcul este reprezentat în fig. 32. Prin linie plină s-a desenat distribuția dată de formula Rayleigh-Jeans, iar prin linie întreruptă cea reală, măsurată experimental.

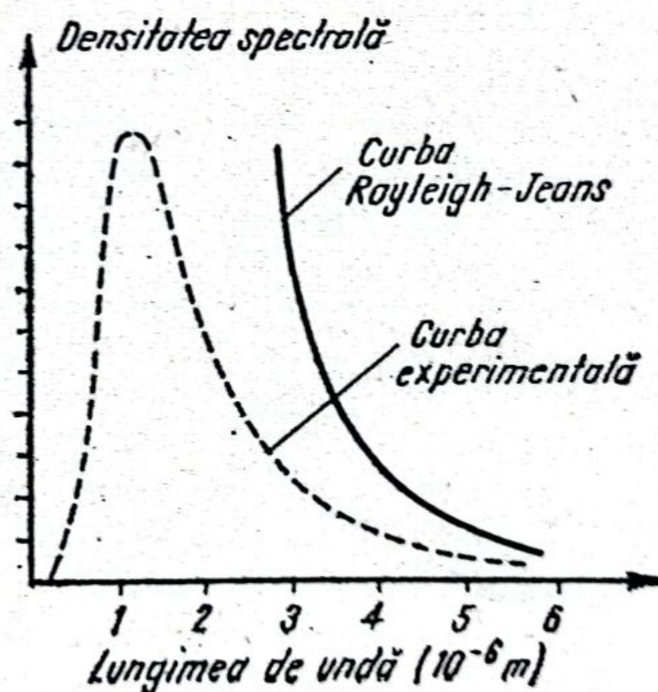


Fig. 32. Distribuția energiei în spectrul radiației corpului negru dată de formula lui Rayleigh-Jeans (curba desenată cu linie plină) respectiv cea obținută experimental (curba desenată cu linie întreruptă).

Din această figură, se observă că cele două curbe coincid numai în domeniul lungimilor de undă mari, adică în infraroșu. În domeniul lungimilor de undă mici, adică în ultraviolet, cele două curbe diferă foarte mult. Curba experimentală atinge un maxim și apoi scade, în timp ce curba dată de formula lui Rayleigh-Jeans crește mereu. Aceasta

înseamnă că energia globală emisă în tot spectrul este infinită, după formula lui Rayleigh-Jeans. Într-adevăr, dacă se atribuie fiecărei unde staționare din cubul lui Jeans o energie oricît de mică, însă finită, cum numărul acestora este infinit, rezultă că și energia globală va fi infinită.

Faptul că energia emisă în tot spectrul este infinită, nu este chiar așa de supărător, deoarece putem să studiem fenomenele într-un domeniu cuprins între două frecvențe, în care caz energia emisă este finită. Dacă studiem radiațiile ale căror lungimi de undă sînt cuprinse, de exemplu, între 1 și 5 μ, atunci după formula lui Rayleigh-Jeans, cea mai mare parte a energiei revine radiațiilor cu lungime de undă mică.

Sesizînd acest aspect, Lorentz a arătat că formula Rayleigh-Jeans, bazată pe fizica clasică, s-a dovedit incapabilă să explice „de ce o sobă stinsă nu emite radiații galbene pe lîngă cele cu lungimi de undă mai mari".

Într-adevăr, oricine știe că jăratecul dintr-o sobă prezintă o culoare roșie, a cărei nuanță depinde de temperatura pe care o are. Explicația acestui fenomen este foarte simplă: jăratecul a acumulat o cantitate de energie prin arderea combustibilului solid, iar o parte din ea o emite sub formă de radiație termică. Dacă concluziile lui Rayleigh și Jeans ar fi corecte, atunci ar trebui ca, din energia radiată de jăratec, o parte din ce în ce mai mare să revină radiațiilor cu lungimi de undă mai mici. Jăratecul ar trebui să radieze și lumină galbenă într-o proporție mai mare decît cea roșie, fără a mai considera și radiațiile cu lungimile de undă și mai mici.

În acea perioadă, nu erau practic cunoscute razele X și γ, precum nici efectele lor nocive asupra organismului omenesc. După cum vom vedea, și aceste radiații au o natură electromagnetică, lungimea lor de undă fiind foarte mică în comparație cu cea a luminii vizibile. Aceste radiații se situează în regiunea în care curba lui Rayleigh-Jeans începe să urce din ce în ce mai vertiginos. Din această cauză, acestor radiații le-ar reveni o energie din ce în ce mai mare, pe măsură ce lungimea lor de undă ar fi din ce în ce mai mică.

În consecință, dacă revenim la citatul lui Lorentz, atunci l-am putea completa arătînd că un om care ar deschide ușa unei sobe stinse ar trebui să cadă fulgerat mortal de către razele X și γ, extrem de puternice și nocive. Această situație a fost caracterizată de cunoscutul fizician *Paul S. Ehrenfest* (1880–1933) în mod sugestiv prin cuvintele *„catastrofa ultravioletă"*.

FORMULA LUI WIEN

Formula lui Raylegh-Jeans bazată pe legile generale ale fizicii clasice nu dădea rezultate concordante cu experiența. De aceea, Wien, în 1869, a propus o altă formulă în care a considerat că distribuția energiei undelor staționare este analoagă cu distribuția maxwelliană a vitezelor moleculelor unui gaz. Formula lui Wien este în concordanță cu experiența numai pentru ramura undelor scurte din spectrul corpului negru, adică tocmai în regiunea spectrală în care formula lui Rayleigh-Jeans nu este aplicabilă.

FORMULA LUI PLANCK

Aceasta era situația în momentul în care *Max Planck* (1858–1947) a început să studieze problema radiației termice a corpului negru. Pornind de la rezultatele experimentale ale lui *Otto Lummer* și *Ernst Pringsheim* (1859–1917) precum și de la cele ale lui *Ferdinand Kurlbaum* (1857–1927) și *Heinrich Rubens* (1865–1922), Planck reușește să găsească prin mai multe încercări o formulă care în domeniul lungimilor de unde mari trece în cea a lui Rayleigh-Jeans, iar

în domeniul lungimilor de undă mici, în legea lui Wien. Această formulă este prezentată de Planck la ședința Societății gèrmane de fizică din 19 octombrie 1900. Iată deci cît de modest a apărut formula căreia îi era sortit să devină piatra unghiulară a unei noi epoci în dezvoltarea fizicii.

IPOTEZA CUANTELOR DE ENERGIE

Ce s-a întîmplat în continuare? Timp de aproape două luni, pînă la mijlocul lui decembrie, Planck a căutat cu asiduitate să găsească o fundamentare teoretică a acestei legi. Avînd în vedere că la o temperatură dată, spectrul emis nu depinde de materialul din care este format corpul negru, Planck a considerat că pereții cavității sînt formați dintr-un ansamblu de oscilatori, ca cei ai lui Lorentz, care absorb și emit radiații.

Lui Max Planck îi era clar că formula găsită nu putea fi pusă în concordanță cu legea echipartiției energiei, ceea ce însă nu a provocat obiecții importante, deoarece pe atunci această lege părea insuficient fundamentată și forma obiectul unor discuții aprinse în literatura de specialitate. Avînd în vedere că în acea perioadă Planck era autorul mai multor lucrări în spiritul fizicii clasice și că avea o concepție științifică formată, ne putem închipui la cîte soluții și mijloace formale a recurs elevul lui Helmholtz și Kirchhoff încercînd să dea o fundamentare teoretică acestei formule, în spiritul fizicii clasice. Încercările se soldau însă, invariabil, cu un eșec.

Toate dificultățile proveneau de la faptul că, în conformitate cu legile fizicii clasice, un oscilator armonic de frecvență ν poate avea orice energie. Ca urmare, oscilatorii situați pe pereții cavității pot emite în unitatea de timp orice cantitate de energie.

Planck a constatat că formula găsită de el poate fi demonstrată dacă se admite că un oscilator, care oscilează pe

frecvența ν, poate înmagazina doar o cantitate de energie care este un multiplu întreg al unei cantități elementare, egale cu $h\nu$, unde h este o constantă universală care a căpătat denumirea de constanta lui Planck, egală cu $6{,}6256 \cdot 10^{-34}$ J.s. Dacă energia unui oscilator nu poate avea orice valori, ci numai un anumit șir, atunci rezultă că acesta nu poate să emită, respectiv să absoarbă, decît porții de energie egale cu $h\nu$ sau cu multiplii întregi ai lui $h\nu$. Aceste porții de energie, $h\nu$, au fost denumite de către Planck, *cuante*.

După cum și-a dat seama însuși Planck, ipoteza cuantelor de energie este în totală contradicție cu tot sistemul de concepții al fizicii clasice. În conformitate cu această concluzie, *energia poate deci să varieze numai prin salturi*. Ea este, prin urmare, *cuantificată*. Nu numai masa, nu numai cantitatea de electricitate, dar și *energia prezintă o structură granulară*.

Planck introduce ideea discontinuității acolo unde nimeni nu se aștepta.

Este foarte greu să explici fără ajutorul calculelor matematice, cum se poate ajunge la relația corectă a distribuției energiei în spectrul radiației corpului negru, cu ajutorul ipotezei lui Planck. Nu vom reproduce calculele matematice, deoarece ele nu aduc nimic nou. Vom încerca totuși, în cele ce urmează, să dăm o justificare, care, deși nu are caracterul de a fi riguroasă, prezintă avantajul de a fi intuitivă.

În fond, toată problema constă în a „descuraja" componentele cu frecvențe mari de a „achiziționa" energie. Or, tocmai acest lucru reușește să realizeze ipoteza lui Planck privitoare la cuantificarea energiei.

Pentru a înțelege mai ușor esența fenomenelor, vom presupune inițial că teorema echipartiției energiei este valabilă. Aceasta nu înseamnă că ne reîntoarcem la vechile raționamente ale lui Rayleigh și Jeans, deoarece păstrăm și condiția de cuantificare a lui Planck (vezi fig. 33.) Dealtfel, în domeniul frecvențelor joase, teorema echipartiției energiei își păstrează valabilitatea, după cum se poate observa din coincidența celor două porțiuni ale curbelor lui Rayleigh-

Jeans, respectiv cea experimentală, corespunzătoare acestui domeniu de frecvențe.

Dacă teorema echipartiției energiei este valabilă, înseamnă că cea mai mare parte a componentelor radiației termice au energii cuprinse în jurul valorii kT. În particular,

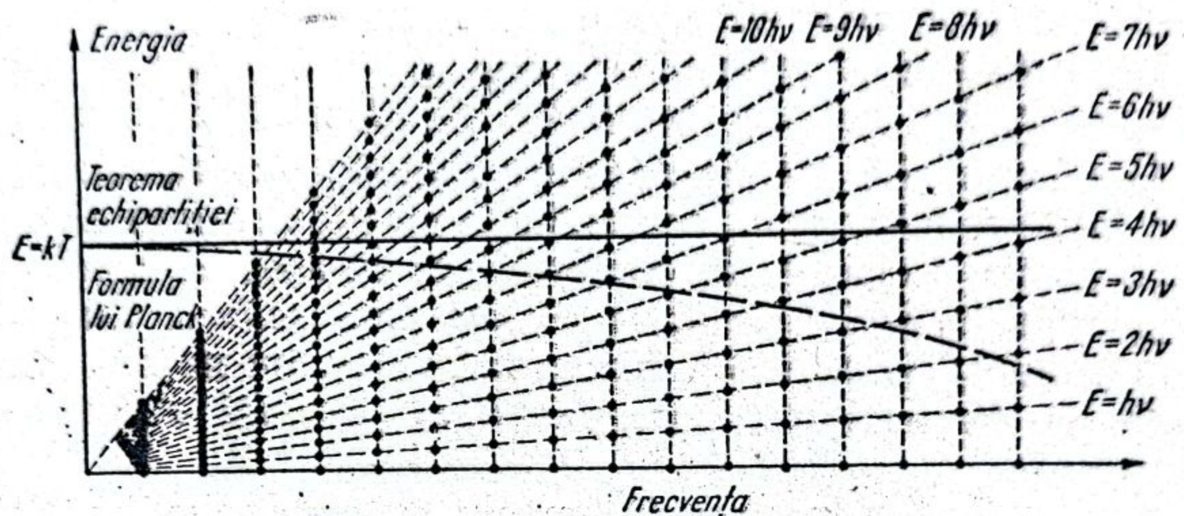


Fig. 33. Cuantificarea energiei oscilatorilor

numărul componentelor care au energie mai mare este mult mai mic.

Pentru o anumită temperatură T, în domeniul frecvențelor care satisfac inegalitatea $kT \ll h\nu$, adică în domeniul frecvențelor cuprinse de la valori foarte mici pînă, de exemplu, la a zecea parte din kT/h, condiția lui Planck nu are nici un efect, datorită valorilor foarte mici ale energiei $h\nu$. Astfel, dacă $h\nu$ este egal cu 1% din kT, atunci energia pe care o poate avea o componentă, datorită caracterului discret, granular, pe care îl introduce ipoteza lui Planck, poate prezenta o variație de cel mult 1%. Dealtfel, din această cauză, în regiunea frecvențelor joase curba lui Rayleigh-Jeans coincide cu cea experimentală.

Situația se modifică radical în cazul contrar în care $kT \ll h\nu$, adică în domeniul frecvențelor situate, de exemplu, de la $10 \cdot kT/h$ pînă la valori foarte mari (teoretic pînă la infinit). Să considerăm, de exemplu, componenta a cărei frecvență are o asemenea valoare încît $h\nu = 10\ kT$. O ase-

menea componentă poate avea ori energia zero, ori energia de 10 ori mai mare decît cea medie, ori de 20 ori mai mare etc. Se observă că în această situație din condiția lui Planck rezultă că prima valoare posibilă a energiei (evident diferită de zero) este de zece ori mai mare decît cea medie. Dacă în incinta în care se află radiația termică, există mai multe componente cu această frecvență, de exemplu, care se deosebesc prin direcția de propagare sau starea de polarizare, atunci numai o parte din ele pot avea energie, adică pot exista, în timp ce celelalte, avînd energia zero, nu pot să apară. Cu cît energia $h\nu$ este mai mare decît cea medie, cu atît numărul componentelor care pot achiziționa energie este din ce în ce mai mic. În acest mod, o parte din componentele de frecvențe mari sînt obligate să renunțe de a achiziționa energie, această parte fiind din ce în ce mai mare pe măsură ce frecvența este mai ridicată.

În realitate, în acest domeniu, teorema echipartiției energiei își pierde valabilitatea. Putem însă să introducem noțiunea de energie medie care revine unui grad de libertate. Această energie nu mai este o constantă, căci în acest caz am reveni la teorema echipartiției (kT fiind pentru o temperatură T constantă, de asemenea o constantă), ci o funcție de frecvență. Calculele arată că această energie medie are în domeniul frecvențelor joase valoarea kT, ceea ce ne așteptam, și că începe să scadă din ce în ce mai mult pe măsură ce frecvența devine mai mare. Faptul că energia medie care revine unui grad de libertate nu mai este egală cu kT ci cu o valoare mai mică, face ca proporția componentelor cu frecvențe mari, care pot avea energie diferită de zero, să fie și mai mică, obținîndu-se astfel rezultate teoretice concordante cu cele experimentale, (vezi fig. 34).

Dacă adoptăm ipoteza lui Planck, conform căreia energia nu poate avea orice mărime, ci numai anumite valori cuantificate, nu rezultă oare că întreaga mecanică clasică își pierde valabilitatea? Într-adevăr, în viziunea mecanicii clasice, energia unui sistem variază în mod continuu și nu prin salturi.

Din fericire, aceste salturi de energie, datorită valorii foarte mici a constantei lui Planck, au valori de asemenea foarte mici. De exemplu, o cuantă de lumină „roșie" reprezintă de-abia a patru-suta miliardime dintr-un erg. Pentru ca energia unui oscilator care emite lumină roșie să varieze

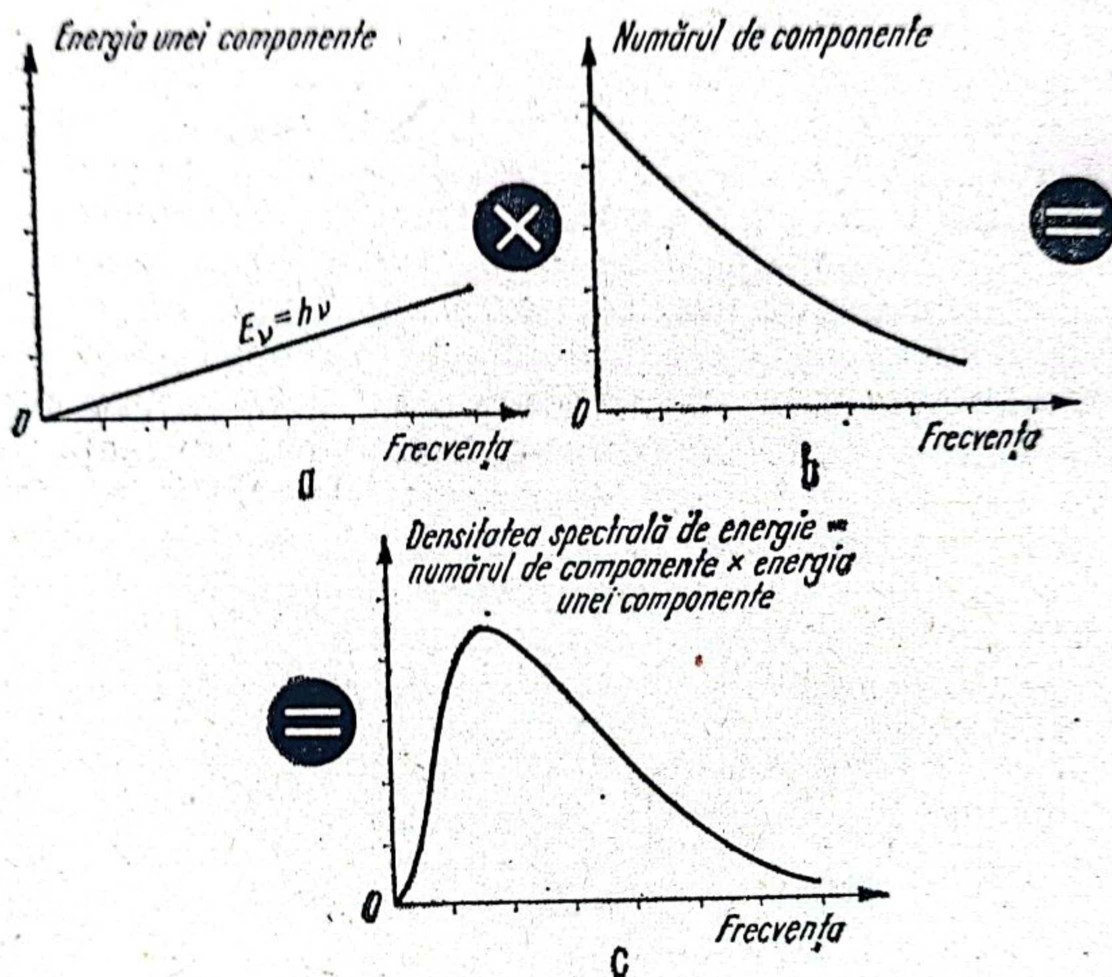


Fig. 34. Justificarea formulei lui Planck: (*a*) Variația energiei unei componente în funcție de frecvență; (*b*) variația numărului de componențe în funcție de frecvență; (*c*) variația densității spectrale de energie în funcție de frecvență.

cu 1 erg este deci necesar să fie absorbite sau emise nu mai puțin de 400 000 000 000 de cuante. Se observă ușor că la scara macroscopică acele salturi sînt atît de mici, încît se poate considera că energia variază în mod continuu.

De fapt, pentru a face o comparație riguroasă este convenabil să nu ne alegem energia drept criteriu de compara-

ție, deoarece ea prezintă diferite valori, cuantificate de la caz la caz. Din relația lui Planck $E = nh\nu$ putem însă să obținem o mărime care prezintă aceleași valori cuantificate în toate cazurile. Într-adevăr, dacă împărțim această relație cu frecvența ν, se obține $E/\nu = nh$. *Mărimea* E/ν *poate să fie deci numai un multiplu întreg al constantei lui Planck.*

Ce semnificație fizică are mărimea E/ν? Pentru aceasta este necesar să determinăm care sînt dimensiunile ei fizice. Avînd în vedere că E reprezintă |*energie*| și că ν reprezintă |*frecvență*| adică |*timp*|$^{-1}$, se obține că E/ν are dimensiunile |*energie*| × |*timp*| = |*masă*| × |*accelerație*| × |*lungime*| × × |*timp* | = |*masă*| × |*lungime*|^2 × |*timp*|$^{-1}$ = |*masă*| × |*viteză*| × |*lungime*| deoarece |*viteză*| = |*lungime*| × |*timp*|$^{-1}$. Dacă considerăm, de exemplu, o particulă, atunci această mărime reprezintă, pentru acest caz particular, produsul dintre masa sa, viteza cu care se deplasează și distanța parcursă. Aceasta este însă o mărime binecunoscută din mecanică și anume *acțiunea*. Ea intervine în formularea *principiului minimei acțiuni*, elaborat de *Maupertuis* în 1749, care arată că dintre toate traiectoriile posibile între două puncte A și B, o particulă, supusă acțiunii unor forțe, își alege acea traiectorie pentru care *acțiunea este minimă*. Ne aducem aminte că și noi am folosit acest principiu pentru demonstrarea *legii lui Snell*, care guvernează fenomenele de refracție (vezi volumul *Lumină — undă electromagnetică?* p. 116).

Cuantificarea energiei atrage deci după sine și cuantificarea acțiunii, cuanta de acțiune fiind constanta lui Planck. Pe lîngă condiția impusă de principiul minimei acțiuni, acțiunea mai trebuie să îndeplinească încă o condiție: aceea de a fi un multiplu întreg al constantei lui Planck.

Această condiție suplimentară nu modifică esența fenomenelor la scara macroscopică. Pentru aceasta vom considera, în calitate de exemplu, un oscilator armonic macroscopic, la care un corp cu masa de 1g. are viteza maximă de 1 *cm/s*, iar amplitudinea oscilațiilor este de 1 *cm*. În acest caz, acțiunea are valoarea de 1 *erg.s*. Avînd în vedere că cuanta de acțiune, egală cu constanta lui Planck, are valoarea de $6{,}624 \cdot 10^{-27}$ *erg.s.*, rezultă că în acest caz intervin mai mult de 10^{26} cuante.

Cititorul se poate convinge singur, considerînd și alte exemple de fenomene la scara macroscopică, că întotdeauna intră în joc un număr foarte mare de cuante de acțiune. Deoarece salturile cu care variază acțiunea sînt atît de mici, rezultă că se poate considera că ea variază continuu. Existența cuantelor de energie nu modifică deci mecanica clasică, atît timp cît ea se aplică fenomenelor la scară macroscopică.

Ipoteza cuantelor de energie a fost expusă de Planck în ședința *Societății germane de fizică* din *14 decembrie 1900*. Ziua de 14 decembrie 1900 poate fi deci considerată ca dată de naștere a fizicii moderne, întrucît atunci a fost părăsit pentru prima oară principiul continuității energiei atît de caracteristic fizicii clasice. Astfel, anul 1900 nu a fost numai primul an al unui secol, dar și începutul unei noi ere în fizică.

Desigur că cititorii zilelor noastre și-ar putea închipui că ședința Societății germane de fizică din 14 decembrie 1900 ar fi avut un caracter festiv, emoționant, care să marcheze astfel începutul unui nou drum în fizică, așa cum se obișnuiește în asemenea ocazii. Realitatea a fost însă cu totul alta. Ședința poate a avut un caracter neobișnuit, însă în sens invers. Însuși raportorul — Max Planck — și-a prezentat comunicarea cu maximă reticență. S-ar putea spune, fără să exagerăm, că lui Planck îi era jenă să prezinte ipoteza cuantelor de energie. Motivele care justificau o asemenea atitudine erau foarte întemeiate. Într-adevăr, atomismul acțiunii, care rezultă din teoria sa, nu fusese confirmat de nici un fapt experimental cunoscut pînă în acea vreme. Iată de ce ipoteza lui Planck era inacceptabilă pentru aproape toți fizicienii acelei perioade, care o considerau doar un „fericit artificiu de calcul", la care, în urma unor viitoare cercetări, se poate renunța. Însuși Planck, care în acel moment avea o solidă pregătire în domeniul fizicii clasice, acumulate în aproximativ 20 de ani de activitate intensă, era de aceeași părere.

Dealtfel, în anii care au urmat, Planck a făcut eforturi disperate fără succes însă, de a umple prăpastia care separa din ce în ce mai mult fizica clasică de cea modernă.

După cum vom vedea, Planck și-a exprimat serioase rezerve în ceea ce privește explicația pe care Einstein a dat-o efectului fotoelectric. Toate eforturile sale, precum și a altor fizicieni care încercau să demonstreze formula radiației corpului negru de pe pozițiile fizicii clasice se soldau însă invariabil cu eșecuri.

FLUCTUAȚIILE RADIAȚIEI TERMICE

Un pas important pe calea dezvoltării teoriei cuantelor a fost făcut de *Albert Einstein* (1879—1955), în 1909, prin studiul așa-numitelor *fluctuații* ale radiației termice. Nu vom intra în amănuntele acestei probleme, ci vom prezenta numai rezultatele.

Pentru a înțelege esența raționamentului lui Einstein, să considerăm un gaz format, de exemplu, dintr-un singur fel de molecule, care se află închis într-un anumit volum. Teoria gazelor ne permite să calculăm numărul moleculelor din acest volum. Să separăm o porțiune mult mai mică din acest volum. Datorită mișcării de agitație termică, numărul de molecule conținute în acest mic volum nu va fi constant, ci va prezenta fluctuații. Aceste fluctuații pot fi calculate, de asemenea, cu ajutorul teoriei gazelor.

Einstein a studiat problema analoagă pentru cazul radiației termice. În acest scop Einstein a considerat că într-o cavitate există radiație termică și și-a propus să calculeze fluctuațiile energiei dintr-o porțiune din volumul acesteia. Modalitatea de calcul și rezultatele la care se ajunge sînt diferite în funcție de punctul de vedere care se adoptă.

Astfel, dacă se adoptă punctul de vedere corpuscular, atunci fluctuațiile energiei se datoresc cuantelor de energie care „intră" și „ies" din porțiunea de volum considerată.

Din contra, dacă se adoptă punctul de vedere ondulatoriu, atunci fluctuațiile energiei se datoresc fenomenelor de interferență.

Pe de altă parte, aceleași fluctuații pot fi calculate pornind de la formulele lui Rayleigh - Jeans, Wien și respectiv Planck.

Calculele efectuate de Einstein au arătat că în cazul utilizării formulei lui Rayleigh-Jeans se obțin rezultate identice cu cele care rezultă presupunînd că lumina are un caracter ondulatoriu. În cazul folosirii formulei lui Wien, rezultatele sînt identice cu cele care rezultă presupunînd că lumina are un caracter corpuscular.

Cele două formule nu sînt valabile decît în domeniul frecvențelor joase, respectiv înalte; singura formulă care este valabilă în ambele regiuni este cea a lui Planck. Einstein a constatat că dacă utilizează formula lui Planck, atunci se obține o expresie pentru fluctuații care arată ca *lumina are în același timp atît un caracter ondulatoriu cît și un caracter corpuscular*.

De aici se poate trage concluzia că dacă se acceptă legea lui Planck, care este foarte bine verificată experimental, atunci *nici teoria ondulatorie nici cea corpusculară nu pot reprezenta separat natura luminii; fiecare dintre ele fiind valabilă în mod aproximativ, însă cu o aproximație suficientă numai pentru un anumit domeniu determinat de fenomene*. Această concluzie reprezintă prima formulare a *sintezei corpuscular-ondulatorie a luminii*.

Întrebat asupra naturii luminii Einstein răspundea că este *mult mai probabil să spunem că ea are atît un caracter ondulatoriu cît și corpuscular*. Această afirmație făcută în 1909 părea foarte stranie, deoarece era imposibil de înțeles cum aceleași fenomene luminoase pot avea, în același timp, atît un caracter corpuscular cît și unul ondulatoriu. Dualitate între proprietățile ondulatorii și corpusculare ale luminii era, în acea vreme, de neînțeles.

EFECTUL FOTOELECTRIC

Întrucît cuantele de energie au apărut la studiul radiației termice, adică la analiza unui caz de interacțiune a radiației electromagnetice cu substanța, era natural să se încerce să se aplice aceste idei și la examinarea altor cazuri asemănătoare, cu atît mai mult cu cît în fenomenele legate de propagarea luminii, teoria clasică electromagnetică explica extrem de convingător și de complet toate fenomenele cunoscute. Un caz de interacțiune a luminii cu substanța rămas neexplicat de fizica clasică, deși era foarte bine studiat din punct de vedere experimental, era *efectul fotoelectric*.

Cu această ocazie, Einstein face, în 1905, pasul următor pe drumul deschis de Planck. Într-un articol intitulat foarte semnificativ: *Despre un punct de vedere euristic în ceea ce privește obținerea și transformarea luminii*, Einstein arată că dacă oscilatorii care compun pereții cavității au energii discrete, atunci și schimburile lor de energie trebuie să se facă în porțiuni discrete de energie, deci trebuie să existe *cuante de lumină. Lumina este formată, prin urmare, din cuante discrete de energie*. Această concluzie, cu toată simplitatea ei, era pentru acea vreme de o îndrăzneală neobișnuită.

LEGILE EFECTULUI FOTOELECTRIC

Se pare că primele observații privitoare la efectul fotoelectric le-a făcut, în 1839, *A.C. Becquerel* (1788—1878) — bunicul celui care avea să descopere radioactivitatea.

A.C. Becquerel a constatat că una din celulele sale electrice își schimbă tensiunea electromotoare atunci cînd unul din electrozi era iradiat cu lumină.

După aproape patruzeci de ani, mai precis în 1873, *Willoughby Smith* era „obsedat" de comportarea „capricioasă" a unui circuit electric în care era conectată o bucată de seleniu, comportare pe care în final a pus-o pe seama „vremii".

Unele observații, care astăzi par surprinzătoare, au fost efectuate de către Hertz — descoperitorul undelor electromagnetice, în 1887. Așa după cum s-a arătat, pentru a pune în evidență undele electromagnetice, Hertz a utilizat două circuite electrice, unul emițător și altul receptor. Fiecare circuit avea cîte un eclator între care apărea cîte o scînteie electrică în momentul în care era „emisă", respectiv „recepționată", unda electromagnetică. Spre surprinderea sa, Hertz a constatat că scînteia care apare la eclatorul circuitului receptor era mai „viguroasă" dacă acesta putea să „vadă" eclatorul circuitului emițător. Pentru a-și putea explica fenomenul, Hertz a introdus între cele două eclatoare un ecran confecționat dintr-un material opac pentru lumină. Cum era de așteptat, scînteia de la eclatorul circuitului receptor era mai slabă. Hertz se aștepta ca atunci cînd va înlocui ecranul din materialul opac cu o placă de sticlă, scînteia să devină mai puternică. Experiența a arătat însă că scînteia era identică cu cea din cazul prezenței ecranului opac. Numai cînd placa de sticlă era înlocuită cu una de cuarț, scînteia devenea mai puternică.

Un an mai tîrziu, adică în 1888, *Wilhelm Hallwachs* (1859—1922) a constatat un fenomen și mai derutant: *lumina poate descărca un electroscop încărcat cu sarcină negativă, dar nu și un electroscop cu sarcină pozitivă*.

În anul 1897, J.J. Thomson a descoperit electronul. Doi ani mai tîrziu, tot J.J. Thomson a arătat că sub acțiunea luminii, suprafețele metalice emit electroni. La același rezultat a ajuns în 1900, în mod independent, pe o altă cale și *Philipp Lenard* (1862—1947).

În anii care au urmat, Lenard a efectuat studii experimentale aprofundate asupra legilor care guvernează efectul fotoelectric cu ajutorul montajului a cărui schemă este reprezentată în fig. 35. Doi electrozi metalici, *anodul* și *catodul* sînt introduși în interiorul unei incinte vidate. Anodul este mobil. În acest mod, distanța dintre cei doi electrozi poate fi variată între 0,5—4 *cm*. Incinta are o mică fereastră din cuarț sau din mică ce permite ca lumina de la un arc electric să ajungă pe catod. În experiențele lui Lenard, catodul era confecționat din aluminiu, platină sau zinc. Anodul este conectat prin intermediul unui galvanometru la punctul median al unei rezistențe *R* ale cărei extremități sînt montate la bornele unei surse de tensiune. Cursorul reostatului este conectat la catod. Se observă ușor că în funcție de poziția cursorului pe reostat, tensiunea catodului față de anod poate

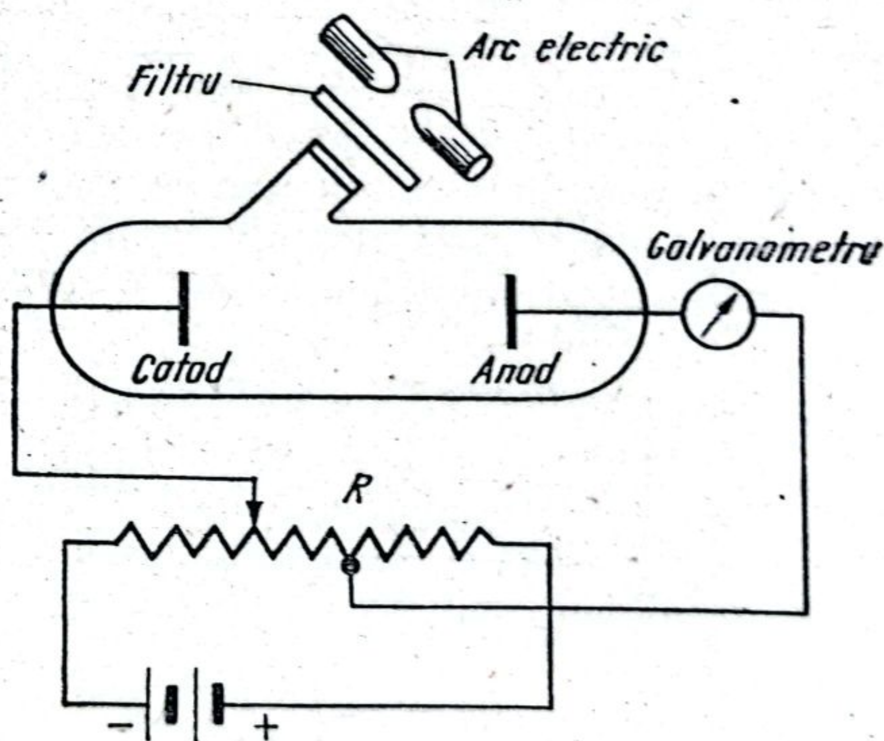


Fig. 35. Schema experienței pentru studiul efectului fotoelectric.

fi zero, pozitivă sau negativă. Pentru a ilumina catodul cu radiații monocromatice, între arcul electric și fereastra de cuarț sau de mică, Lenard a introdus diferite filtre care lăsau să treacă numai radiațiile ale căror lungimi de undă sînt cuprinse într-un interval relativ îngust.

În urma unor experiențe migăloase, Lenard a ajuns, în 1902, la următoarele concluzii:

1. Dacă se păstrează constantă tensiunea negativă aplicată catodului față de anod, adică dacă electronilor emiși de catod li se aplică o tensiune de accelerare atunci se observă că există o proporționalitate între curentul anodic și intensitatea $\mathcal{J}$ a radiației incidente.

2. Această proporționalitate se păstrează pentru valori foarte mici ale intensității luminii incidente. De aici, Lenard a tras concluzia că nu există o valoare de prag a intensității luminii care să poată să producă efectul fotoelectric. Dacă radiațiile sînt capabile să producă efectul fotoelectric, atunci apare o emisiune de electroni, chiar pentru valori foarte mici ale intensității luminii incidente.

3. Dacă potențialul negativ al catodului față de anod se micșorează continuu pînă cînd ajunge la zero și apoi devine pozitiv, adică dacă tensiunea de accelerare aplicată electronilor se micșorează continuu, pînă cînd atinge valoarea zero, și apoi se transformă într-o tensiune de frînare care se mărește din ce în ce mai mult, atunci se constată că intensitatea curentului anodic scade treptat, anulîndu-se în final pentru o valoare V_s denumită *potențial de stopare* (vezi fig. 36).

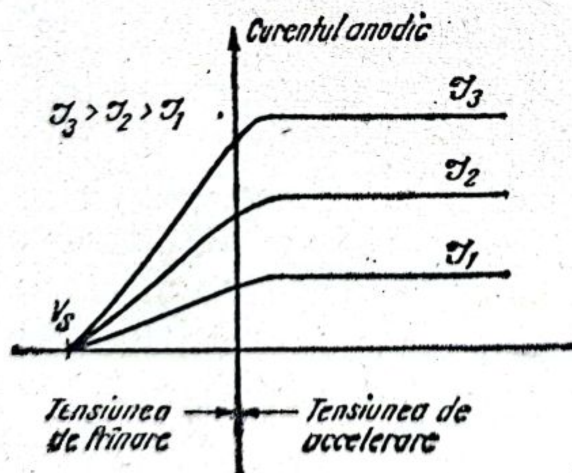


Fig. 36. Dependența curentului anodic de tensiunea aplicată între anod și catod, pentru diferite valori ale intensității $\mathcal{J}$ a fasciculului luminos incident pe catod.

4. Potențialul de stopare V_s este independent de intensitatea luminii incidente, însă depinde de natura metalului din care este confecționat catodul, precum și de lungimea de

undă a radiației incidente. Astfel, în figura 37 s-a reprezentat dependența potențialului de stopare de frecvența radiațiilor incidente. Graficul este o linie dreaptă care intersectează axa orizontală în dreptul frecvenței ν_0, dependentă

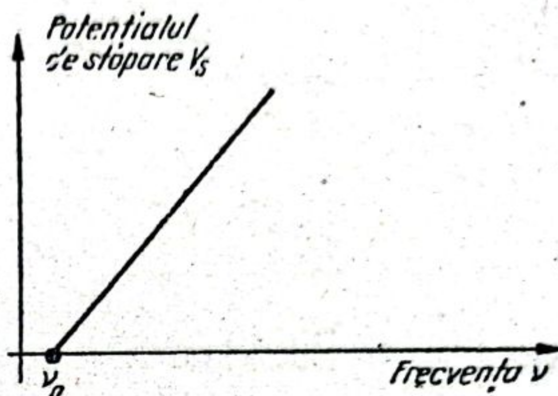


Fig. 37. Dependența potențialului de stopare V_s de frecvența ν a radiației incidente.

doar de natura metalului catodic. Acest grafic arată că dacă radiația incidentă are frecvența mai mică decît ν_0 atunci efectul fotoelectric nu apare.

EFECTUL FOTOELECTRIC ȘI FIZICA CLASICĂ

Concluziile pe care le-am prezentat sînt deduse în urma unor măsuri experimentale. Să încercăm să le interpretăm de pe pozițiile teoriei ondulatorii a luminii.

După cum se știe, într-un metal se află electroni liberi. Lumina incidentă care cade pe suprafața metalului transportă o anumită cantitate de energie, direct proporțională cu intensitatea sa. Sub acțiunea energiei transportată de lumină, electronii din metal devin mai energici și ca atare ei pot să părăsească metalul.

În lumina acestor considerații, concluzia experimentală nr. 1 pare foarte naturală. Cu cît intensitatea radiației incidente este mai mare, cu atît energia transportată de undă este mai ridicată, și ca atare, cu atît mai mulți electronii din metal devin mai energici, ceea ce explică creșterea numărului

de electroni care părăsesc metalul și în consecință mărirea curentului anodic, sau cum i se mai spune, a fotocurentului.

Concluzia experimentală nr. 2 reprezintă o surpriză. Fără a intra în prea multe amănunte, este clar că în interiorul metalului există anumite forțe care mențin electronii în interiorul acestuia. Aceste forțe împiedică electronii să părăsească metalul de care aparțin. Pentru învingerea acestor forțe este necesară o anumită energie minimă. Ar fi deci de așteptat ca să existe o anumită valoare de prag a intensității luminii sub care efectul fotoelectric să nu se poată produce. Toate strădaniile lui Lenard de a pune în evidență această valoare de prag s-au dovedit a fi infructuoase. Oricît de mult scădea intensitatea luminii, existau întotdeauna electroni emiși, puși în evidență de indicațiile galvanometrului.

Concluzia experimentală nr. 3 pare, ca și prima, naturală. Faptul că atunci cînd tensiunea dintre anod și catod este zero, curentul nu se anulează, arată că electronii sînt emiși din metal cu o viteză inițială diferită de zero. Această viteză inițială explică, de asemenea, și de ce curentul nu se anulează atunci cînd între anod și catod se aplică o tensiune de frînare. În acest caz, pe seama energiei inițiale, electronii reușesc să învingă forța de respingere exercitată de anod și să ajungă astfel la acesta.

Existența unei valori a potențialului de stopare, pentru care apare o anulare clară a curentului, indică faptul că energia inițială a electronilor emiși de către catod prezintă o valoare maximă. Această energie este egală cu $e \cdot V_s$.

Existența acestei energii maxime constituie încă o surpriză, deoarece fizica clasică nu o poate explica prin niciun mecanism.

Și concluzia următoare a constituit, de asemenea, o surpriză pentru fizicieni. Faptul că sub valoarea de prag a frecvenței ν_0 nu poate să apară efectul fotoelectric este de neînțeles de pe pozițiile fizicii clasice. Într-adevăr, indiferent de frecvența radiațiilor incidente, ar trebui să apară efectul fotoelectric, dacă energia transportată de fluxul incident este suficient de mare. Experiența a arătat însă clar că oricît de mult s-ar mări intensitatea radiației incidente, efectul foto-

electric nu apare atît timp cît frecvența este mai mică decît ν_0. De asemenea, nici dependența liniară a potențialului de stopare de frecvența radiațiilor incidente nu poate fi explicată de fizica clasică.

EXPLICAȚIA LUI EINSTEIN

Explicarea legilor efectului fotoelectric, atît de paradoxale din punctul de vedere al fizicii clasice, a fost dată de Einstein în articolul menționat. Einstein arată că legile efectului fotoelectric sînt cele la care ar trebui să ne așteptăm, dacă presupunem că lumina este formată din cuante de energie. Radiațiile incidente trebuiesc considerate a fi ceva asemănător cu un roi de proiectile în zbor.

În 1926, aceste proiectile au fost denumite de *N. Lewis* *fotoni*. În cele ce urmează vom utiliza și noi această denumire, cu toate că cu firul povestirii sîntem abia în 1905.

Să urmărim fenomenele care se petrec atunci cînd roiul de fotoni bombardează metalul. Un foton poate să întîlnească un electron. În acest caz, fotonul cedează electronului întreaga sa energie. Energia cedată de către foton contribuie la mărirea energiei electronului respectiv. Ce face electronul cu acest surplus de energie? Dacă el nu se afla chiar în dreptul suprafeței metalului, atunci va pierde o parte din energie, prin ciocniri în interiorul metalului, pînă cînd ajunge la suprafața acestuia. Evident, există electroni care pierd întreaga lor energie înainte de a reuși să ajungă la suprafața metalului. Acești electroni nu ne interesează, deoarece ei nu contribuie la formarea curentului fotoelectric.

Electronul care a ajuns la suprafața metalului trebuie să învingă forțele care îl mențin „prizonier" în interiorul acestuia. Energia necesară unui electron pentru a părăsi metalul se numește *lucru mecanic de extracție* și se notează de obicei cu W_0. Această energie poate fi pusă sub forma

$W_0 = e \cdot V_0$ unde V_0 este *potențialul de extracție*. Potențialul de extracție V_0 este deci acea diferență de potențial între care un electron accelerat capătă energia W_0. Restul energiei care-i mai rămîne electronului constituie „zestrea" sa inițială cu care părăsește metalul.

Deoarece lucrul mecanic de extracție W_0 este o constantă care depinde numai de natura metalului, rezultă că energia cinetică inițială a electronului este cu atît mai mică cu cît el a pierdut mai multă energie prin ciocniri. Valoarea maximă a energiei inițiale se obține atunci cînd pierderile de energie prin ciocniri în interiorul metalului sînt nule, adică atunci cînd electronul se află chiar în dreptul suprafeței iradiate. Energia cinetică maximă a electronilor emiși este egală, așa cum s-a arătat, cu $e \cdot V_s$ unde V_s este potențialul de stopare.

Avînd în vedere că energia cedată de foton este egală cu $h\nu$ rezultă următoarea ecuație de bilanț energetic pentru un electron aflat chiar în dreptul suprafeței metalului:

$$h\nu = e \cdot V_0 + e \cdot V_s$$

Această relație ne permite să explicăm de ce există o valoare de prag a frecvenței sub care efectul fotoelectric nu poate să apară. Într-adevăr, să considerăm că asupra unui metal cade o radiație a cărei frecvență devine din ce în ce mai mică. Aceasta înseamnă că și energia fotonului, care este egală cu $h\nu$, devine din ce în ce mai mică. Deoarece $e \cdot V_0$ este o constantă pentru un metal dat, rezultă că micșorarea lui ν atrage după sine scăderea potențialului de stopare V_s. Dacă se continuă micșorarea lui ν, atunci se poate ajunge la situația în care energia fotonului este egală chiar cu lucrul mecanic de extracție, adică $h\nu_0 = e \cdot V_0$. În acest caz electronii părăsesc metalul cu viteza inițială nulă.

Dacă se continuă micșorarea frecvenței ν sub valoarea ν_0, atunci se observă că energia comunicată de fotoni electronului este mai mică decît lucrul mecanic de extracție. În acest caz energia furnizată de foton este insuficientă electronului pentru a putea părăsi metalul.

În încheiere, trebuie făcută o precizare, deoarece s-ar părea, din cele prezentate, că efectul fotoelectric constă,

pur şi simplu, într-o „ciocnire" dintre un electron şi un foton, ciocnire în urma căreia fotonul încetează de a mai fi, iar electronul îl preia întreaga energie. În realitate, procesul este mai complicat, căci, după cum vom vedea, pe de o parte fotonul posedă, pe lîngă energie, şi impuls, iar pe de altă parte, în orice proces de „ciocnire" trebuie să se conserve nu numai energia, dar şi impulsul. Dacă se aplică legile conservării energiei şi impulsului ciocnirii dintre un foton şi un electron, ciocnire în care fotonul este absorbit, atunci ar urma că după ciocnire electronul să aibă o viteză mai mare decît cea a luminii, ceea ce este, evident, inadmisibil. Rezultă că un electron liber nu poate absorbi un foton.

Dacă însă electronul este legat, adică dacă aparţine unui atom, ion, moleculă sau corp solid, atunci legile conservării energiei şi impulsului sînt satisfăcute, fără a veni în contradicţie cu teoria relativităţii. Aceasta se datoreşte faptului că o parte din impulsul fotonului absorbit este preluat de atomul, ionul, molecula sau reţeaua cristalină din care face parte electronul considerat.

Revenind la cazul efectului fotoelectric studiat de către Einstein, rezultă că în acest fenomen participă şi reţeaua cristalină. Se demonstrează însă că ecuaţia de conservare a energiei are o formă practic identică cu cea stabilită de către Einstein.

VERIFICAREA IPOTEZELOR LUI EINSTEIN

Explicaţia dată de Einstein efectului fotoelectric era foarte neobişnuită pentru acea vreme, astfel încît ea a suscitat, cum era şi de aşteptat, numeroase discuţii. Însuşi Planck, fizicianul care introdusese primul ipoteza cuantelor de energie, pentru a explica radiaţia corpului negru, şi-a manifestat serioase rezerve faţă de explicaţia oferită de Einstein, arătînd că aceasta echivalează cu renunţarea la frumoasa teorie

electromagnetică maxwelliană a luminii și implicit reîntoarcerea la vechea teorie corpusculară.

În primul rînd, a fost supusă unei verificări experimentale precise, concluzia cea mai importantă care decurge din explicația lui Einstein, conform căreia între energia maximă a unui electron emis și frecvența radiației incidente trebuie să existe o relație liniară, după cum indică fig. 37. Trebuie menționat că măsurătorile lui Lenard puteau fi foarte ușor contestate, deoarece energia maximă pe care o pot avea electronii emiși se poate determina experimental foarte greu. De-abia în anul 1913, Millikan, cu ajutorul unei metode foarte ingenioase, dar foarte complicate, a demonstrat experimental, într-o manieră de necontestat, că această concluzie se verifică experimental.

De asemenea, s-a verificat experimental că energia maximă pe care o au electronii în momentul în care părăsesc metalul este aceeași, indiferent de intensitatea radiației incidente.

În continuare, au fost elaborate încercări de a explica efectul fotoelectric de pe pozițiile teoriei ondulatorii a luminii, care să ajungă la concluzia că energia maximă pe care o au electronii în momentul în care părăsesc metalul variază liniar cu frecvența radiației incidente.

Astfel, s-a încercat să se atribuie luminii rolul de declanșator, considerîndu-se că electronii acumulează energie numai pe seama mișcării termice din metal. În acest caz, lumina n-ar face altceva decît să „elibereze" electroni din metal. Dacă această explicație ar corespunde realității, atunci efectul fotoelectric trebuie să depindă puternic de temperatura metalului, ceea ce nu se întîmplă în realitate.

O altă încercare presupunea că, totuși, lumina are un caracter ondulatoriu, însă un electron nu poate părăsi metalul înainte de a fi primit o cantitate de energie egală cu $h\nu$, urmînd să se explice ulterior mecanismul acestui fenomen. Evident, în acest caz teoria corpusculară și respectiv cea ondulatorie conduc la aceleași concluzii. Apare însă o deosebire esențială între cele două explicații.

Într-adevăr, dacă se adoptă punctul de vedere ondulatoriu, atunci efectul fotoelectric reprezintă un proces continuu

și progresiv de acumulare a energiei de la lumina incidentă de către electron. Această acumulare necesită un anumit timp, ceea ce determină ca emisia electronilor prin efect fotoelectric să apară cu o anumită întîrziere. Din contră, dacă se adoptă punctul de vedere corpuscular, atunci emisia fotoelectronilor se produce practic instantaneu.

În cazul pulberilor metalice foarte fine, această întîrziere este suficient de mare pentru a putea fi pusă în evidență experimental. În acest scop, în 1914, Meyer și Gerlach au studiat efectul fotoelectric pe pulberi metalice fine. În condițiile în care se desfășurau experiențele, calculele arătau că pentru acumularea unei cantități de energie egală cu $h\nu$, erau necesare cîteva secunde. Rezulta că electronii trebuiau să părăsească pulberea după cîteva secunde din momentul iradierii. Experiența a arătat însă contrariul, electronii erau expulzați din pulbere practic instantaneu. Această experiență a arătat astfel clar că *teoria clasică, ondulatorie a luminii nu este capabilă să explice efectul fotoelectric.*

Menționăm că în afară de acest fenomen, care a căpătat denumirea de *efect fotoelectric extern*, lumina poate să producă și alte efecte fotoelectrice cum ar fi: *efectul fotoelectric intern* (variația rezistivității unui semiconductor sub acțiunea luminii), *efectul fotovoltaic* (apariția unei diferențe de potențial între două regiuni ale unui semiconductor atunci cînd numai una din ele este iluminată) și efectul *fotomagnetoelectric* (apariția unui cîmp electric într-un semiconductor aflat într-un cîmp magnetic, atunci cînd este iluminat).

RADIAȚIILE RÖNTGEN

Dualitatea dintre proprietățile ondulatorii și corpusculare ale radiației electromagnetice s-a accentuat prin descoperirea *razelor Röntgen* sau *X*. Într-adevăr, așa după cum vom vedea, radiațiile *X* sînt, ca și lumina, unde electromagnetice însă cu frecvențe mai mari. În conformitate cu formula lui Planck, energia unui foton *X* este în mod corespunzător mai mare, ceea ce explică de ce proprietățile corpusculare ale radiațiilor *X* apar într-un mod mai pregnant, în comparație cu cele ale luminii. Cu această ocazie se va pune în evidență încă o caracteristică corpusculară a fotonului și anume *impulsul*.

DESCOPERIREA RAZELOR *X*

În ziua de 8 noiembrie 1890, profesorul *Wilhelm Conrad Röntgen* (1845–1923) lucra, ca de obicei, singur în camera lui din laboratorul de fizică al Universității din Würzburg. Deși în acea perioadă avea 50 de ani și cu toate că pînă atunci publicase numeroase articole, Röntgen s-a hotărît să abordeze un nou domeniu — cel al descărcărilor electrice în gaze, probabil pentru studiul fluorescenței.

În acest scop, Röntgen a început să studieze descărcarea electrică produsă de o bobină de inducție într-un tub Crookes. Acoperise tubul cu un carton negru pentru a putea observa mai ușor luminozitățile slabe. Din întîmplare, lîngă tubul

Crookes se afla un ecran acoperit cu platinocianură de bariu. Röntgen a constatat cu uimire că atunci cînd tubul era alimentat cu tensiune, ecranul devenea fluorescent, în mod misterios, căci se părea că „nimic“ nu cădea pe el.

Proprietatea platinocianurii de bariu de a deveni fluorescentă, era binecunoscută. Pentru a deveni fluorescentă, platinocianura de bariu trebuie bombardată cu radiații catodice. În acest scop, platinocianura de bariu era introdusă într-un tub Crookes sau dispusă în fața ferestrei prin care radiațiile catodice erau scoase dintr-un tub Lenard. Tocmai datorită acestei proprietăți, ecranele acoperite cu platinocianură de bariu erau utilizate în toate laboratoarele în care se făceau experiențe cu radiații catodice. Așa se explică de ce un asemenea ecran se afla și pe masa de lucru a lui Röntgen.

Röntgen cunoștea bine această proprietate a platinocianurei de bariu. Ecranul cu platinocianura de bariu devenea fluorescent în cazul experiențelor sale, chiar dacă asupra sa nu cădea un fascicul de raze catodice. Pentru a-și da seama de cauzele acestui fenomen, Röntgen a ecranat foarte îngrijit tubul Crookes, ecranul cu platinocianura de bariu l-a îndepărtat pînă la o distanță de 2 *m*, iar între ecran și tub a pus diferite substanțe opace. Ecranul continua să devină fluorescent, atunci cînd tubul Crookes era alimentat cu tensiune.

Röntgen și-a dat imediat seama că se află în fața unui fenomen necunoscut încă. În următoarele 8 săptămîni el a lucrat intens. A stabilit că fluorescența platinocianurii de bariu este provocată de o radiație necunoscută încă, pe care a denumit-o *radiație X*, stabilindu-i în același timp și proprietățile. Această radiație putea să provoace nu numai fluorescența platinocianurii de bariu, dar și înnegrirea unei plăci fotografice precum și descărcarea unui electroscop. De asemenea, Röntgen a arătat că radiațiile *X* sînt absorbite în mod diferit de către țesuturile moi, respectiv oase. Cu această ocazie Röntgen a făcut prima *radiografie* care reprezintă mîna stîngă a soției sale. În această radiografie apar foarte clar oasele mîinii, precum și verigheta pe care soția sa o purta.

În ziua de 28 decembrie 1895, Röntgen a comunicat rezultatele cercetărilor sale *Societății Fizico-Medicale din Würz-*

burg. În decurs de numai cîteva zile, experiențele lui Röntgen au fost repetate în numeroase laboratoare din lume, iar după cîteva săptămîni au fost făcute încercări de a utiliza razele *X* în medicină.

La numai cîteva luni de la descoperirea razelor *X*, fizicianul român *Dragomir Hurmuzescu* (1865—1954) a construit un *electroscop* foarte sensibil, care îi poartă numele, special pentru studiul acestor radiații. Acest electroscop s-a dovedit a fi foarte util și pentru studiul fenomenelor de ionizare produse de diferite preparate radioactive.

Descoperirea lui Röntgen a devenit în scurt timp celebră. De ea se ocupau aproape toate publicațiile vremii. Într-adevăr, ce putea fi mai uimitor, decît o radiație invizibilă pentru ochi, cu care se putea „vedea" scheletul corpului omenesc sau a altor animale.

Desigur, nu se poate nega că Röntgen a fost urmărit de noroc atunci cînd a descoperit razele *X*. Însă și altor fizicieni norocul le surîsese, însă n-au știut să-l exploateze. *Whittaker* în *Istoria Teoriilor Eterului și a Materiei* povestește că un fizician din Oxford și-a dat seama că plăcile fotografice sînt impresionate atunci cînd se află în apropierea unui tub de descărcare în gaze. S-a mulțumit să aibă grijă să păstreze plăcile fotografice cît mai departe de tub. Însuși Crookes a constatat același fenomen. A crezut însă că este de vină calitatea nesatisfăcătoare a plăcilor fotografice achiziționate. S-a plîns chiar firmei producătoare, care a reușit pînă la urmă să-l convingă că de vină sînt condițiile climatice în care și-a păstrat plăcile fotografice. În urma acestei discuții, Crookes s-a hotărît să urmărească mai atent condițiile în care sînt păstrate plăcile fotografice. Nu a apucat să facă acest lucru, deoarece totul devenise clar, după ce Röntgen și-a anunțat descoperirea. Este foarte probabil că poate pînă la urmă Crookes ar fi descoperit razele *X*.

Röntgen a avut însă meritul de a-și fi dat seama imediat că se află în fața unei radiații necunoscute, pe care a reușit să o studieze multilateral cu mijloacele modeste pe care le-a avut la îndemînă.

Astfel, el a constatat că razele *X* sînt emise de acea porțiune a tubului care este bombardată de razele catodice. Bazat

pe această observație, Röntgen a construit un tub generator care asigură modul cel mai favorabil de obținere și utilizare a razelor X.

Röntgen știa că razele catodice părăsesc catodul de-a lungul normalei. Bazat pe această observație, el a construit un catod concav care asigură focalizarea razelor catodice emise într-un punct. Deoarece cea mai mare parte a energiei razelor catodice se transformă în căldură, care încălzește puternic anodul, existînd pericolul chiar să-l topească, Röntgen

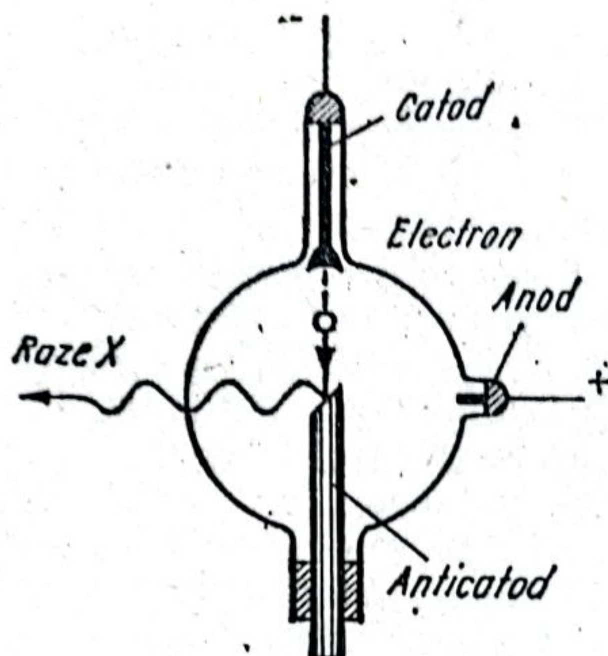


Fig. 38. Schema unui tub Rőntgen.

a introdus în tub o placă specială dintr-un material greu fuzibil, pe care este concentrat fasciculul de raze catodice. Această placă, ce a căpătat denumirea de *anticatod*, a fost așezată sub un unghi de 45° față de axul tubului, pentru a se putea utiliza mai comod razele X emise. În acest mod, Röntgen a construit tubul care îi poartă numele și a cărei construcție a rămas, neschimbată în părțile sale esențiale, pînă în timpurile noastre (vezi fig. 38).

Cea mai importantă perfecționare a tubului de raze X a fost realizată de *W.D. Coolidge* în 1913, care a utilizat un catod încălzit în locul celui rece, folosit de Röntgen. În acest mod, intensitatea razelor catodice poate fi mult mărită, ceea ce permite construirea unor tuburi care emit raze X

mult mai intense. Menționăm că în unele construcții, anticatodul și anodul reprezintă un singur electrod. În acest caz, pe anod se dispune stratul de material greu fuzibil care joacă rolul anticatodului.

Cea mai remarcabilă proprietate a razelor *X*, pe care a pus-o în evidență Röntgen, constă în aceea că ele sînt capabile să străbată corpurile opace pentru lumina vizibilă. Astfel, razele *X* pot să străbată foarte ușor straturi de hîrtie neagră sau de carton. În schimb, o plăcuță de sticlă transparentă pentru lumină atenuează puternic razele *X*, mai ales dacă conține săruri de plumb. Studiind absorbția produsă de diferite substanțe, Röntgen a ajuns la concluzia ca elementele grele, indiferent de combinațiile chimice în care se află, atenuează cel mai puternic razele *X*. Din această cauză, sticla cu săruri de plumb atenuează puternic razele *X*.

Röntgen a mai stabilit un alt fapt experimental deosebit de important — *absorbția produsă de o aceeași substanță depinde de regimul de funcționare al tubului generator*. Cu această ocazie, Röntgen a introdus noțiunea de *duritate a razelor X*. Astfel, razele *X* care sînt absorbite într-o proporție mai mare, au fost denumite de Röntgen *raze moi*, iar cele care sînt atenuate într-o măsură mai mică, *raze dure*. *Razele moi sînt emise în cazul în care tensiunea dintre anod și catod are valori relativ mici, iar cele dure în cazul în care are valori mari*. În continuare, Röntgen s-a străduit să pună în evidență și alte fenomene, în afară de absorbție. Toate încercările sale de a pune în evidență fenomenele de reflexie sau de refracție a razelor *X* au fost infructuoase. De asemenea au fost infructuoase și încercările de a observa experimental interferența și difracția razelor *X*. Singurul lucru pe care l-a stabilit cu certitudine este că *razele X nu sînt deviate de către cîmpurile electrice sau magnetice*, spre deosebire de razele catodice care le generează.

Pentru descoperirea razelor *X* și pentru studiul aprofundat al proprietăților lor, *Röntgen a fost primul fizician care a primit Premiul Nobel pentru fizică în anul 1901*.

Evident, în condițiile în care materialul experimental este foarte sărac, problema stabilirii naturii razelor *X*

este foarte dificilă. Cum era și firesc, unii fizicieni considerau că razele X au o natură ondulatorie, alții, din contră, că au o natură corpusculară.

Röntgen considera că razele X ar fi niște *unde electromagnetice longitudinale*. Această ipoteză era însă în contradicție cu ecuațiile lui Maxwell. Din această cauză, Röntgen nu-și apăra acest punct de vedere în mod deosebit, arătînd că pot exista și alte interpretări.

În 1897, *George Gabriel Stokes* (1819—1903) a arătat că în conformitate cu ecuațiile lui Maxwell, razele X ar trebui să fie niște impulsuri electromagnetice foarte scurte.

Într-adevăr, să considerăm un electron care lovește anticatodul. În acest caz viteza lui scade în mod brusc. Această variație bruscă a vitezei reprezintă, în fond, o variație bruscă a curentului electric determinat de circulația electronului considerat. La rîndul său, această variație bruscă determină o variație bruscă a cîmpului magnetic creat de circulația curentului electric. În conformitate cu legea inducției electromagnetice, care arată că un cîmp magnetic variabil în timp creează un cîmp electric, variația bruscă a cîmpului magnetic induce un cîmp electric, care de asemenea prezintă o variație bruscă. Acesta, la rîndul său creează un cîmp magnetic care prezintă și el o variație bruscă, fenomenele repetîndu-se apoi identic. Ia naștere astfel un impuls electromagnetic asemănător cu un impuls care se propagă, de exemplu, printr-o coardă atunci cînd la una din extremitățile sale apare o perturbație bruscă. După Stokes, deosebirea dintre lumină și razele X ar fi, de exemplu, identică cu cea care există între undele sinusoidale și impulsurile care se propagă de-a lungul unei coarde.

Ideile lui Stokes, cu toate că au fost expuse într-un mod destul de neclar, sînt corecte din punctul de vedere al fizicii clasice. După cum vom vedea, ele fiind bazate pe fizica clasică, nu pot explica în totalitate proprietățile razelor X.

Pe o poziție opusă se situa *William Henry Bragg* (1862—1942), care presupunea că razele X au o natură corpusculară. După Bragg, razele X sînt formate din corpusculi care se deplasează foarte rapid. Pentru a explica de ce razele X nu sînt deviate de cîmpurile electrice și magnetice, W.H.

Bragg era obligat să admită că corpusculii Röntgen sînt neutri din punct de vedere electric. Aceasta l-a determinat să considere că un corpuscul Röntgen rezultă din contopirea a două particule încărcate cu sarcini electrice egale și de semne contrare, care se deplasează întotdeauna ca un tot unitar.

POLARIZAREA RAZELOR *X*

Să părăsim domeniul speculațiilor teoretice și să prezentăm ce fapte experimentale noi au fost descoperite în legătură cu razele *X*. Pentru a ne da seama de adevărata valoare a rezultatelor experimentale obținute este necesar să menționăm că pînă la construirea primelor spectroscoape de raze *X*, singurele dispozitive care puteau fi utilizate pentru măsurători erau *plăcile fotografice, ecranele acoperite cu substanțe fluorescente, electroscoapele* și *camerele de ionizare*. Toate aceste dispozitive nu puteau să ofere decît cel mult o măsură a intensității globale a razelor *X*.

Într-adevăr, plăcile fotografice și ecranele acoperite cu substanțe fluorescente nu puteau să dea decît unele indicații destul de neprecise, asupra intensității relative a razelor *X*. Indicații mai precise furniza metoda electroscopului. În acest scop, se determina viteza de descărcare a unui electroscop, inițial încărcat, atunci cînd era iradiat cu raze *X*. Cele mai precise indicații le oferea camera de ionizare. O cameră de ionizare reprezintă în esență un condensator plan sau cilindric, umplut cu aer și care este conectat la o sursă de tensiune continuă. În cazul în care aerul din interiorul condensatorului este iradiat cu raze *X*, se formează ioni. Deplasarea acestor ioni către plăcile condensatorului determină apariția unui mic curent în circuitul electric exterior, curent care poate fi măsurat cu ajutorul unui galvanometru.

În 1901, *Glower Barkla* (1874—1944) utilizînd un dispozitiv analog cu cunoscutele oglinzi ale lui Nörremberg (vezi

Lumina — unda electromagnetică? pag. 178) a arătat că *razele X prezintă fenomene de polarizare*, ca și lumina.

Schema experienței lui Barkla este reprezentată în fig. 39. Razele X, provenite de la un tub care nu este reprezentat în figură, cad pe o placă P de cărbune sau de parafină, care reprezintă *polarizorul*. Starea de polarizare a radiațiilor X reflectate de polarizor este analizată de *analizorul* A, care

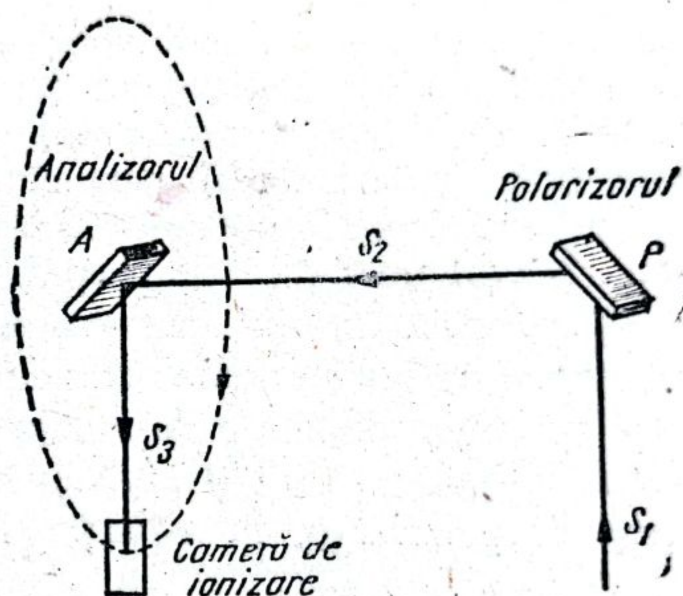


Fig. 39. Schema experienței lui Barkla pentru studiul polarizării razelor X.

este o placă identică cu P. Intensitatea razelor reflectate de A este măsurată cu ajutorul unei *camere de ionizare.* În acest scop, analizorul împreună cu camera de ionizare se poate roti în jurul axului determinat de raza s_2 reflectată de P. Experiența a arătat că radiațiile care străbat ansamblul polarizor-analizor au intensitatea maximă, cînd cele două dispozitive de polarizare sînt paralele, și minimă în situația în care sînt perpendiculare.

Rezultatul acestor experiențe este ușor de explicat dacă se admite că radiațiile X au o natură electromagnetică. În acest caz, trebuie să se repete identic aceleași raționamente cu cele privitoare la polarizarea luminii vizibile.

Într-adevăr, din radiația incidentă nepolarizată, polarizorul lasă să treacă undele liniar polarizate, în care vectorul cîmp electric oscilează de-a lungul unei direcții perpen-

diculare pe planul de incidență. În cazul în care analizorul și polarizorul sînt paraleli, cele două plane de incidență sînt identice, ceea ce înseamnă că radiațiile polarizate de polarizorul P sînt reflectate, practic, în întregime de analizorul A. Aceasta determină ca intensitatea radiațiilor care străbat ansamblul celor două dispozitive de polarizare, în situația în care sînt paralele, să fie maximă. Din contră, în cazul în care analizorul este perpendicular pe polarizor, adică atunci cînd cei doi polarizori sînt încrucișați, planul de incidență al analizorului este perpendicular pe cel al polarizorului. Din această cauză, analizorul absoarbe radiațiile liniar polarizate, în care cîmpul electric oscilează de-a lungul unei direcții conținute în planul său de incidență, adică de-a lungul unei direcții perpendiculare pe planul de incidență al polarizorului. Într-o asemenea stare de polarizare se găsesc radiațiile reflectate de polarizor. Rezultă că ele sînt puternic absorbite de analizor, ceea ce face ca intensitatea radiațiilor care străbat ansamblul celor două dispozitive de polarizare, în situația în care sînt încrucișate să fie minimă.

Altă experiență importantă cu raze X a fost efectuată de către *Walter* și *Pohl* în anul 1908. Walter și Pohl au reușit să pună în evidență experimental *difracția razelor* X, utilizînd o fantă cu muchii aurite, care avea o lățime de aproximativ 1/50 *mm*. Din figura de difracție rezulta că razele X ar avea o lungime de undă de 10^{-8} *cm*. Din nefericire, figura de difracție care se obținea nu era prea clară, din care cauză experiența, pe drept, putea fi foarte ușor contestată.

Ce particularități are spectrul radiației razelor X? Aceasta a fost problema care l-a pasionat pe Barkla și căreia a reușit să-i dea un răspuns în 1908, răspuns care și astăzi ne uimește, avînd în vedere metodele experimentale rudimentare cu care putea să lucreze.

Ideea lui Barkla consta în a determina modul în care razele X sînt atenuate atunci cînd străbat diferite medii materiale.

ABSORBȚIA RAZELOR X

Așa cum a arătat Röntgen, absorbția razelor X este diferită de cea a luminii. Pentru a înțelege rezultatele experiențelor de absorbție ale lui Barkla, considerăm un fascicul de raze X monocromatice care străbate o placă dintr-un material oarecare. (vezi fig. 40).

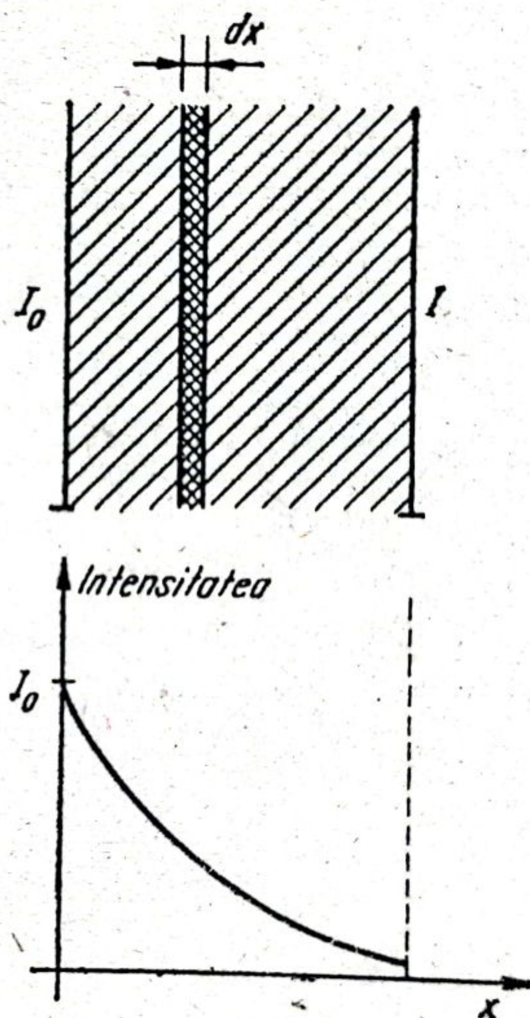


Fig. 40. Absorbția razelor X.

Este, desigur, natural să presupunem că un strat infinit subțire de grosime dx din această placă micșorează intensitatea razelor X cu cantitatea $-dI$, proporțională cu grosimea sa dx, intensitatea I a radiației și un coeficient de proporționalitate pe care îl vom nota cu μ, adică:

$$-dI = \mu\ I dx.$$

Aceasta reprezintă însă o ecuație diferențială pentru I, extrem de simplă, a cărei soluție este

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

după cum se poate verifica ușor, în care I_0 reprezintă intensitatea radiației X incidente pe placa considerată.

Dacă se logaritmează această relație se obține $\ln (I/I_0) = -\mu x$, ceea ce înseamnă că într-un grafic în care se reprezintă variația logaritmului raportului intensităților razelor X de la ieșirea, respectiv de la intrarea în plăcuță, adică logaritmul atenuării, în funcție de grosimea x a acesteia, se obține o linie dreaptă, a cărei înclinare este determinată de coeficientul de absorbție μ (vezi fig. 41).

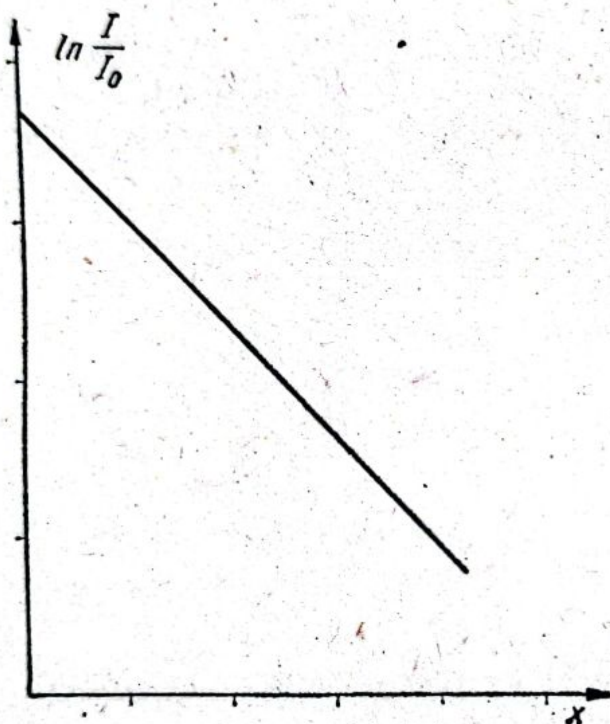


Fig. 41. Variația logaritmului atenuării în funcție de grosimea x a materialului absorbant.

Cum se modifică curba dacă se consideră un fascicul monocromatic de raze X cu o altă lungime de undă?

La această întrebare, Barkla, dînd dovadă de o intuiție genială, a presupus că materialul din care este confecționată plăcuța prezintă un alt coeficient de absorbție μ, ceea ce înseamnă că în graficul din fig. 42 curba corespunzătoare

noii situații este tot o linie dreaptă, însă care are o altă înclinare.

Dacă radiația incidentă nu este monocromatică, atunci calculele matematice, relativ simple, arată că dreapta din fig. 41 se transformă într-o curbă a cărei formă depinde de compoziția spectrală a razelor X. Astfel, în fig. 43 au fost reprezentate, pentru comparație, curbele corespunzătoare

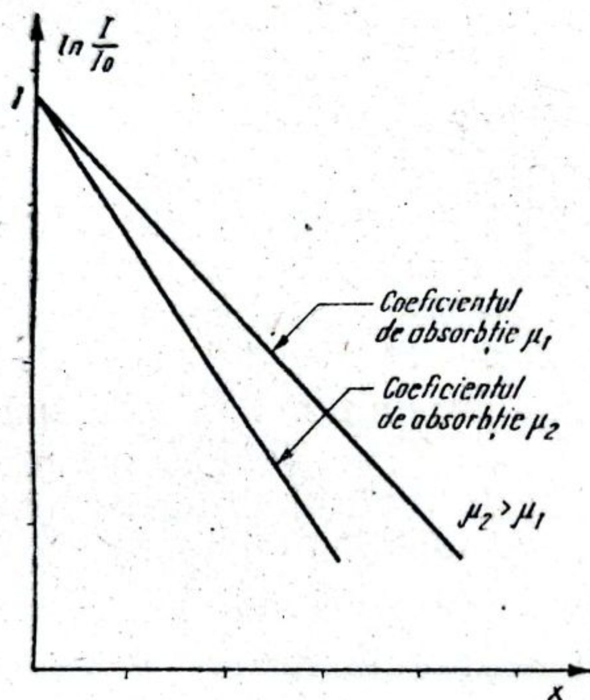


Fig. 42. Variația logaritmului atenuării în funcție de grosimea x a materialului absorbant, în cazul a două radiații X cu lungimi de undă diferite, cărora le corespund doi coeficienți de absorbție.

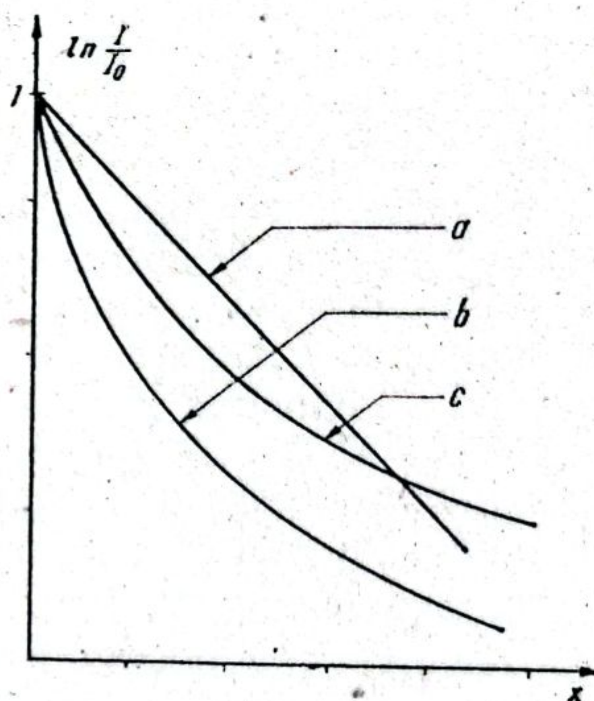


Fig. 43. Variația logaritmului atenuării în funcție de grosimea x a materialului absorbant pentru: (*a*) radiație X monocromatică; (*b*) radiație X cu spectru continuu și (*c*) radiația X cu spectru continuu peste care se suprapune o componentă monocromatică.

unei radiații monocromatice *(a)*; unei radiații cu un spectru continuu *(b)* și respectiv unei radiații cu un spectru continuu peste care se suprapune o radiație monocromatică *(c)*.

Bazat pe această idee, Barkla împreună cu colaboratorul său *Sadler* au determinat modul cum se atenuează razele X emise de tuburi avînd anticatozi confecționați din diferite elemente, precum și diferite tensiuni de accelerare între anod

şi catod, utilizînd straturi absorbante de grosimi variabile formate din foiţe de aluminiu de 0,1 *mm*.

Rezultatele experimentale le-au sistematizat în funcţie de greutatea atomică a elementului din care era confecţionat anticatodul şi de tensiunea de accelerare aplicată electrozilor.

Ce indicau datele experimentale?

Curbele obţinute cu elemente pînă la sulf erau asemănătoare cu cea din cazul *(b)*, ceea ce indică prezenţa unei radiaţii *X* cu spectru, în orice caz, continuu, evident cu variaţii de intensitate de la un element la altul.

Situaţia se modifică radical pentru elementele din intervalul crom-zinc. În acel caz, curbele de absorbţie se apropiau de o linie dreaptă, ceea ce indică prezenţa unei componente monocromatice în spectrul radiaţiei emise de elementul respectiv. Înclinarea acestor curbe era minimă pentru zinc şi începea să devină din ce în ce mai pronunţată pe măsură ce elementul considerat se apropia de capătul şirului ocupat de crom. Rezultă că radiaţia monocromatică emisă de către un element are o lungime de undă care depinde de natura sa. Această componentă a fost notată de către Barkla şi Sadler cu litera *K*.

Mărind tensiunea de accelerare aplicată electrozilor, ei au reuşit, ulterior, să pună în evidenţă experimental, încă o serie de radiaţii monocromatice, mai penetrante, pe care le-au notat cu litera *L*.

Aceste componente au fost redescoperite, puţin mai tîrziu, de către W.H. Bragg care a utilizat fenomenul de difracţie a razelor *X*, pe care îl vom prezenta în paragraful următor. Din nefericire, pe Barkla nu l-a interesat noua metodă care, după cum vom vedea, i-ar fi permis să obţină rezultate mult mai bogate şi precise. Este interesant de menţionat că în cursul cercetărilor sale ulterioare, Barkla a crezut că a pus în evidenţă o componentă şi mai penetrantă pe care a notat-o cu litera *J*. Această componentă nu a fost însă confirmată de către cercetările ulterioare.

O EXPERIENȚĂ INTERESANTĂ

O experiență de o factură deosebită a fost efectuată de W.H. Bragg în 1910. Astfel, Bragg a determinat energia maximă a electronilor emiși prin efect fotoelectric de către o placă metalică sub acțiunea razelor *X*.

Valoarea obținută era, în limitele erorilor experimentale, apropiată de energia electronilor care cădeau pe anticatodul tubului Röntgen.

Această egalitate nu poate fi explicată decît dacă se presupune că razele *X* au o natură corpusculară. Într-adevăr, în acest caz, un electron incident pe anticatod cedează întreaga sa energie unui corpuscul Röntgen, care la rîndul său cedează întreaga sa energie unui electron din metalul pe care cade.

Pe de altă parte, această coincidență de valori nu poate fi explicată dacă se presupune că razele *X* au o natură pur ondulatorie. În acest caz nu mai avem o succesiune de „ciocniri", ci o succesiune de interacțiuni „globale", în care tot fasciculul de raze catodice cedează o parte din energia sa întregului fascicul de raze *X*, care la rîndul său cedează toată energia sa tuturor electronilor din porțiunea de metal pe care cade.

DIFRACȚIA LAUE

Nici experiențele de polarizare ale lui Barkla, care atestau natura ondulatorie, nici cele ale lui W.H. Bragg, care puteau fi explicate numai admițînd ipoteza corpusculară, nu au reușit să-i convingă pe fizicienii acelor timpuri asupra caracterului radiațiilor *X*. În ceea ce privește experiențele de absorbție ale lui Barkla și Sadler, acestea puteau fi explicate tot așa de corect, admițînd că razele *X* au o natură corpusculară, fiind formate din corpusculi cu diferite energii, și că mediile absorb acești corpusculi în mod diferit, în func-

ție de energia lor. Era deci necesar să se efectueze o experiență convingătoare care să pună capăt discuțiilor dintre adepții celor două concepții.

Această experiență a fost efectuată de către *Walter Friedrich* și *Paul Knipping* la indicația lui *Max von Laue* (1879—1960). Împrejurările în care a fost efectuată această experiență sînt foarte instructive, din care cauză considerăm că merită să fie expuse.

După cum menționează Max von Laue în autobiografia sa, intitulată în mod sugestiv *Drumul meu în știință*, într-o zi a lunii februarie 1912, tînărul cercetător *P.P. Ewald*, care-și pregătea teza de doctorat sub conducerea renumitului profesor *Arnold Sommerfeld*, i-a cerut unele sfaturi în ceea ce privește studiul matematic al difracției undelor luminoase produsă de o rețea spațială. Întrebat de ce îl interesează această problemă, Ewald a arătat că în conformitate cu lucrările lui *Haüy* (1743—1822), un cristal este o grupare ordonată de atomi în spațiu, grupare care reprezintă pentru lumină o rețea de difracție asemănătoare cu cea confecționată de către om, dar care, spre deosebire de ultima, nu este plană, ci este spațială. Desigur, următoarea întrebare pe care Max von Laue i-a pus-o tînărului cercetător a fost: care este distanța dintre atomii unui cristal? — evident, pentru a putea obține unele indicii în ceea ce privește posibilitatea apariției fenomenelor de difracție.

Reamintim că așa după cum s-a arătat în volumul *Lumina — undă electromagnetică?*, fenomenele de difracție se observă foarte ușor, de exemplu, în cazul rețelelor de difracție plane, în situația în care fantele sînt atît de înguste încît au lățimea comparabilă cu lungimea de undă.

Răspunsul lui Ewald a fost că valoarea distanței dintre atomi nu este cunoscută cu precizie, însă este estimată a fi de 500 pînă la 1000 de ori mai mică decît lungimea de undă a luminii. Acest caz este contrar celui precedent, deoarece dimensiunile „fantelor" determinate de atomii cristalului sînt mult mai mici decît lungimea de undă. În continuare, Max von Laue, cu modestia ce caracterizează pe adevărații

oameni de știință, arată că nu crede că a reușit să-l ajute pe Ewald.

Această discuție i-a sugerat însă lui Max von Laue ideea că dacă razele X au o natură ondulatorie și dacă lungimea de undă a lor are valoarea estimată de către Walter și Pohl, și, în fine, dacă distanța dintre atomii unui cristal are valoarea indicată de Ewald, atunci în mod cert ar trebui să se obțină fenomene de difracție cu raze X, utilizînd cristale în loc de rețelele de difracție.

Max von Laue era un renumit teoretician, însă nu era un experimentator. Cum era și firesc, von Laue s-a adresat unor fizicieni experimentatori. În acest scop trebuia să obțină avizul lui Sommerfeld. Răspunsul lui Sommerfeld a fost descurajator. El a obiectat că agitația termică ar distruge regularitatea rețelei cristaline, astfel încît fenomenele de difracție ar fi imposibil de observat. În consecință, considera că această experiență este o pierdere de timp și a avizat-o negativ.

Din fericire, ideea lui Max von Laue, respinsă de către Sommerfeld, a fost discutată în mod aprins de către tinerii fizicieni din München, în una din întîlnirile lor obișnuite de duminică, de la cafeneaua Lutz. Unul dintre ei, și anume Walter Friedrich, care cu puțin timp înainte își luase doctoratul cu o lucrare despre difuzia razelor X, s-a hotărît să cerceteze experimental această problemă. În acest scop, a reușit să-l convingă și pe prietenul său Knipping să facă experiențele împreună. Probabil pentru a nu-l supăra pe Sommerfeld, cei doi tineri fizicieni și-au efectuat experiențele în taină. Și-au ales primul cristal pe care l-au avut la îndemînă, care s-a dovedit a fi cristalul de sulfat de cupru.

Pentru observarea fenomenului de difracție, cei doi tineri fizicieni au utilizat o placă fotografică pe care au pus-o între tubul de raze X și cristal. Această experiență nu a dat nici un rezultat.

În continuare, Knipping a insistat ca să se dispună mai multe plăci fotografice, astfel încît cristalul să fie înconjurat din toate părțile. De data aceasta experiența a reușit. Pe una dintre plăci și anume pe cea aflată pe direcția dintre tubul

de raze X și cristal, însă în partea opusă, apărea clar, pe lîngă înnegrirea determinată de radiația X care a traversat cristalul, și un inel corespunzător difracției determinată de rețeaua cristalină. Experiențele următoare au permis să se obțină figuri de difracție mai clare, care constau din puncte dispuse simetric, simetria depinzînd de natura cristalului.

Cum era și firesc, Walter Friedrich și Paul Knipping au arătat aceste fotografii lui Max von Laue, la sugestia căruia efectuaseră această experiență. Această experiență a avut, după cum arată Max von Laue, o dublă importanță, deoarece pe de o parte se dovedise că radiațiile X au o natură ondulatorie, reprezentînd ca și lumina vizibilă unde electromagnetice, iar pe de altă parte se confirmase ipoteza structurii atomice a cristalelor pe cale experimentală, pentru prima oară, într-un mod de necontestat.

Și după cum mărturisește mai departe Max von Laue, ideea încadrării matematice a fenomenului de difracție produs de către rețelele tridimensionale i-a apărut deodată cu o deosebită claritate în timp ce se plimba îngîndurat, sub efectul impresiilor puternice determinate de privirea plăcilor fotografice, în dreptul casei cu nr. 10 de pe Siegfriedstrasse, situată în apropierea locuinței sale dintre Bismarckstrasse nr. 22. Ideea era foarte simplă: trebuia să se considere undele secundare emise nu numai de cele două șiruri de atomi, așa cum se proceda cînd se studia difracția produsă de o rețea plană, dar și cele emise de cel de-al treilea șir de atomi, dispus de-a lungul unei direcții perpendiculare, șir care conferă rețelei calitatea de a fi spațială.

Max von Laue și-a prezentat rezultatele calculelor sale în ședința Societății Germane de Fizică din 8 iunie 1912, în aceeași sală în care cu aproape 12 ani în urmă Max Planck vorbise pentru prima oară despre legea radiației corpului negru și teoria cuantelor.

În continuare, comentînd împrejurările în care a fost efectuată această experiență, Max von Laue subliniază o idee foarte importantă care constituie concluzia acestei povestiri și anume cea privitoare la *valoarea ipotezei în cercetarea științifică*. Astfel, marele fizician arată că, cu mult

timp înaintea experienței lui Friedrich și Knipping, numeroși fizicieni au făcut să treacă radiații X prin cristale. Observațiile lor se limitau însă numai la radiațiile care traversau în linie dreaptă cristalul, despre care nu se putea afirma decît că se atenuează, într-un grad mai mare sau mai mic. Nimănui nu i-a venit ideea să vadă ce se întîmpla cu radiațiile deviate. Pentru aceasta a fost necesar să se elaboreze ipoteza fenomenelor de difracție. Desigur, chiar și în absența acestei ipoteze, fenomenele de difracție ar fi fost, fără îndoială,

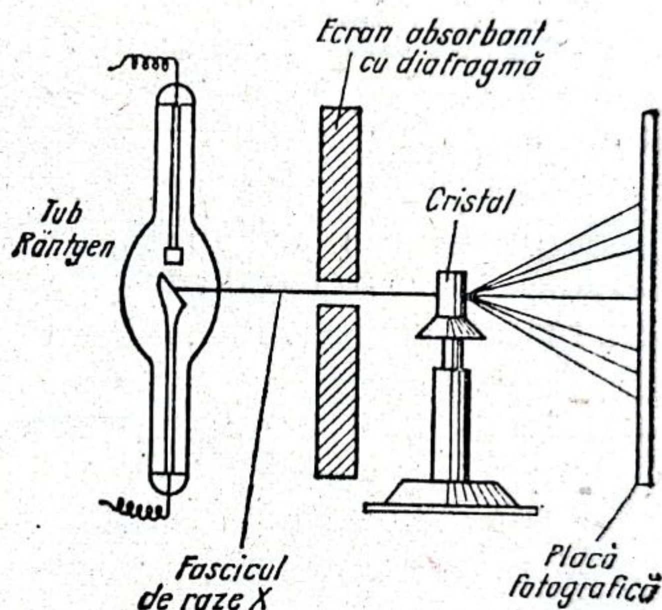


Fig. 44. Schema experienței lui Fredrich și Knipping de difracție a radiațiilor X.

observate ulterior însă în mod întîmplător. Chiar și în acest caz, ipoteza rețelei cristaline ar fi fost indispensabilă pentru explicarea acestui fenomen.

După această digresiune să revenim la experiența de difracție pe care au efectuat-o Friedrich și Knipping. Schema experienței este reprezentată în fig. 44. Cu ajutorul unei diafragme se obținea un fascicul îngust de raze X. În continuare, fasciculul cade pe un cristal. În spatele cristalului se află o placă fotografică.

Figura de difracție este formată dintr-o serie de puncte dispuse simetric (vezi fig. 45). Care este explicația apariției acestei figuri de difracție atît de deosebită de cele pe care le-am întîlnit în cazul luminii? În cele ce urmează nu vom

expune calculele lui Laue, ci vom încerca să facem o analiză calitativă, evident mai ușor de urmărit.

Pentru a înțelege mai ușor fenomenele, vom considera o rețea cristalină cubică formată din șiruri ordonate de atomi



Fig. 45. Figura de difracție, care se obține în cazul cristalului de *ZnS*.

de-a lungul celor trei direcții Ox, Oy și Oz (vezi fig. 46). Fasciculul de raze X cade pe cristal de-a lungul direcției Ox. În consecință, placa fotografică fiind perpendiculară

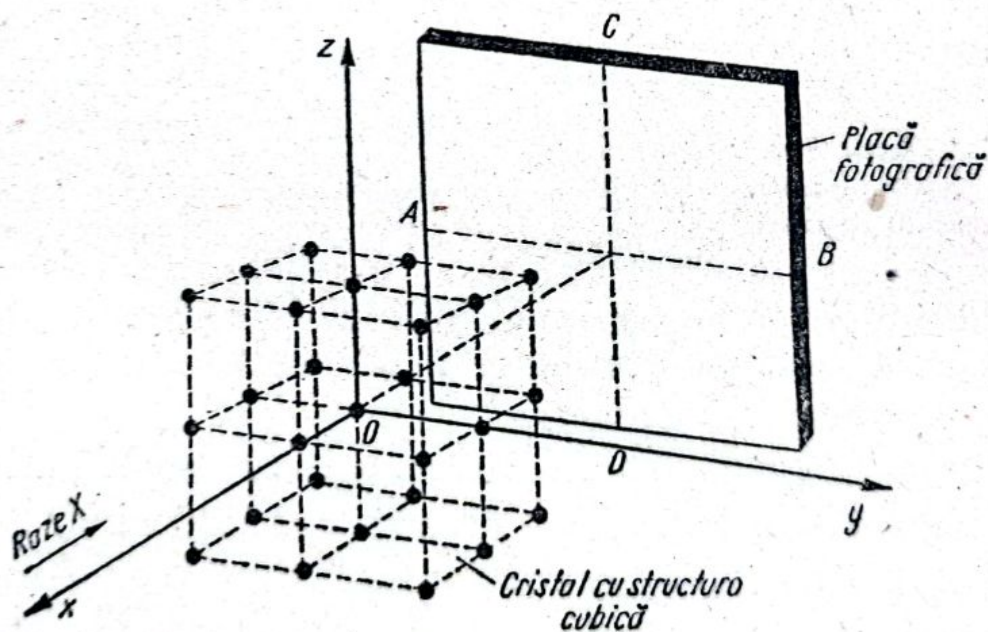


Fig. 46. Rețea cubică de difracție pentru radiațiile X.

pe această direcție, este paralelă cu planul yOz.

Să considerăm, pentru început, cazul în care ar exista doar un singur șir de atomi, de exemplu de-a lungul axei Oy. Sub acțiunea razelor X incidente, fiecare atom devine izvorul unor unde secundare sferice. Repetînd aceleași rațio-

namente cu cele de la difracția undelor de lumină, se obține că înfășurătoarea undelor secundare este un sistem de conuri care au axa orientată de-a lungul direcției Oy (vezi fig. 47). Acest sistem de conuri, prin intersecție cu placa

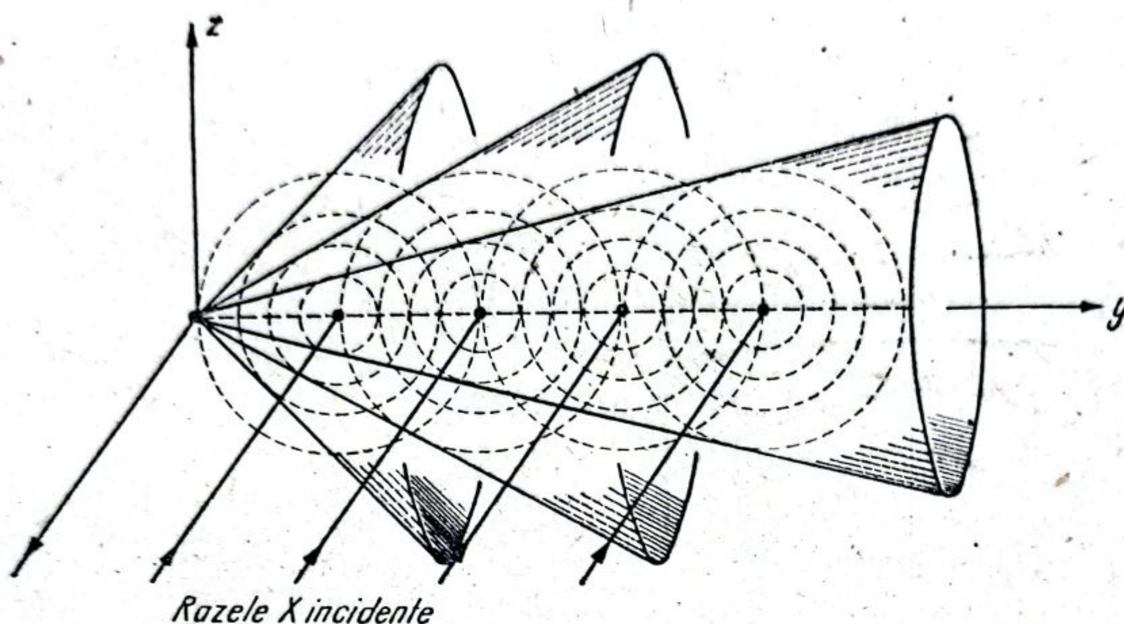


Fig. 47. Înfășurătorile undelor secundare emise de atomii de pe axa Oy.

fotografică, dă naștere unui sistem de hiperbole ale căror focare sînt situate pe dreapta AB. În consecință, dacă ar exista numai acest șir de atomi, atunci pe placa fotografică ar apărea familia de hiperbole din fig. 48.

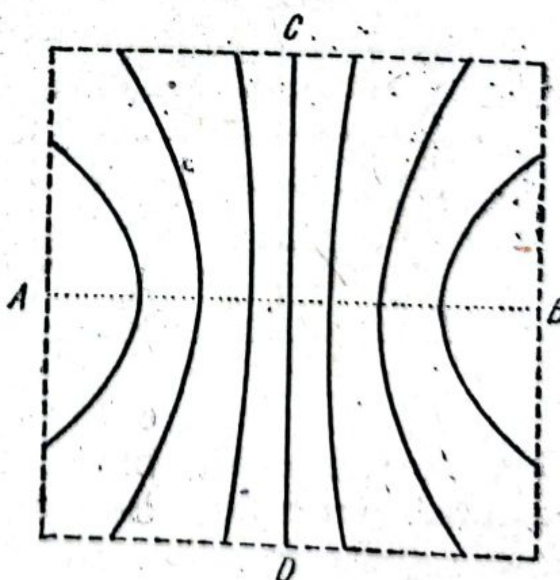


Fig. 48. Figura de difracție care se formează pe placa fotografică în cazul în care există numai un șir de atomi, de-a lungul axei Oy.

Repetînd aceleași raționamente se obține că în cazul în care șirul de atomi este orientat de-a lungul axei Oz, pe placa fotografică apare tot un sistem de hiperbole, ale căror focare sînt însă situate pe dreapta CD (vezi fig. 49).

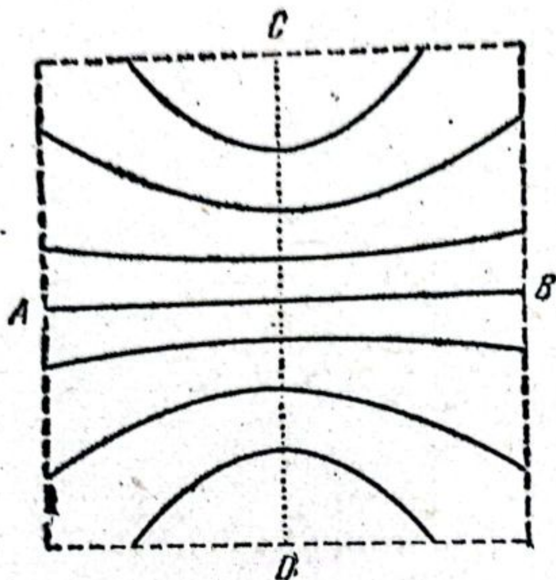


Fig. 49. Figura de difracție care se formează pe placa fotografică în cazul în care există numai un șir de atomi, de-a lungul axei Oz.

Ce se întîmplă însă dacă există, simultan, atît șiruri de atomi de-a lungul unor direcții paralele cu axa Oy, cît și de-a lungul unor direcții paralele cu axa Oz, adică dacă re-

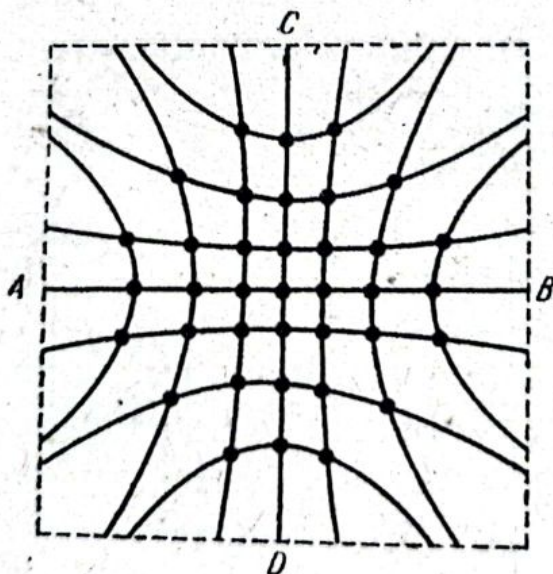


Fig. 50. Figura de difracție care se formează pe placa fotografică în cazul unei rețele de difracție plană, situată în planul yOz

țeaua de difracție este plană? În acest caz, se formează cele două familii de hiperbole, care se intersectează în mai multe puncte (vezi fig. 50). În aceste puncte, situate pe ambele

sisteme de hiperbole, undele provenite de la toți atomii interferă constructiv. În consecință, în aceste puncte se obțin maxime ale intensității undei rezultante. În celelalte puncte, chiar și în cele situate pe cîte o hiperbolă, interferența nu este constructivă. În consecință, intensitatea undei rezultante în aceste puncte este mai mică decît cea din punctele de intersecție ale hiperbolelor.

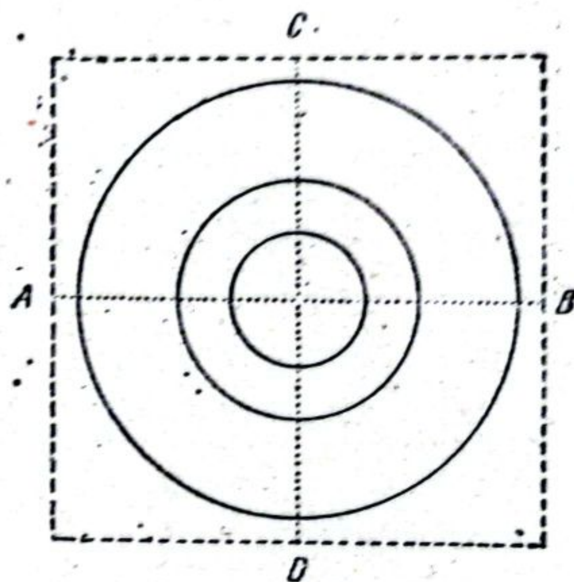


Fig. 51. Figura de difracție care se formează pe placa fotografică în cazul în care există numai un șir de atomi, de-a lungul axei Ox.

Să considerăm și cazul în care există doar un singur șir de atomi de-a lungul axei Ox. În acest caz, conurile, avînd axa orientată de-a lungul direcției Ox, intersectează placa fotografică de-a lungul unei familii de cercuri (vezi fig. 51).

Ne mai rămîne să studiem cazul general al difracției produsă de rețeaua spațială din fig. 46. Cele trei tipuri de șiruri de atomi dau naștere, pe placa fotografică, la două familii de hiperbole și o familie de cercuri. În cazul general, cele trei familii nu se intersectează simultan în cîte un punct (vezi fig. 52). În cazul unei anumite valori a distanței dintre atomi, există însă o lungime de undă pentru care apar puncte de intersecție prin care trec trei curbe corespunzătoare celor trei familii. În aceste puncte, undele provenite de la cele trei șiruri de atomi sosesc în fază, ceea ce face ca ele să interfere constructiv și să se obțină maxime puternice de difracție. În punctele în care se intersectează numai cîte două curbe, situația este mai complicată, deoarece numai undele provenite de la două șiruri de atomi sosesc în fază,

iar faza cu care ajung undele de la cel de-al treilea șir de atomi este mai greu de determinat, atît timp cît se fac raționamente calitative. În orice caz, aceste raționamente, chiar dacă sînt incomplete, ne-au furnizat cel puțin o idee despre mecanismul prin care se formează punctele „luminoase" din fig. 45.

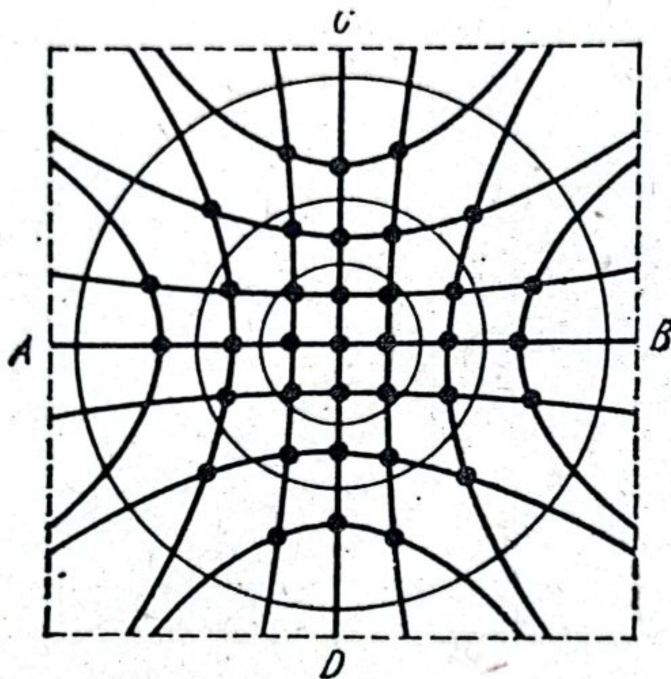


Fig. 52. Figura de difracție care se formează pe placa fotografică în cazul unei rețele de difracție spațială.

Din analiza efectuată, rezultă că pentru reușita acestei experiențe este necesar ca radiațiile X incidente să aibă un spectru continuu „alb", astfel încît cele cu lungimea de undă convenabilă să formeze „punctele luminoase" din figura de difracție. Dacă am avea posibilitatea să „privim" aceste puncte „luminoase" pe un ecran de observație, atunci ele ar apărea diferit colorate, deoarece sînt determinate de radiații cu diverse lungimi de undă.

METODA CRISTALULUI ROTITOR

Același fenomen de difracție a fost studiat însă pe o altă cale de către W.H. Bragg împreună cu fiul său *William Lawrence Bragg* (1890 – 1971).

Pentru a înțelege esența *metodei lui W.H. Bragg și W.L. Bragg*, să considerăm un cristal cu o rețea cristalină cubică, pe care cade sub unghiul φ, un fascicul paralel de raze X. În fig. 53 au fost reprezentați atomii cristalului, într-o secțiune transversală. Sub acțiunea fasciculului incident (1), atomii de la suprafața cristalului, adică cei de-a lungul pla-

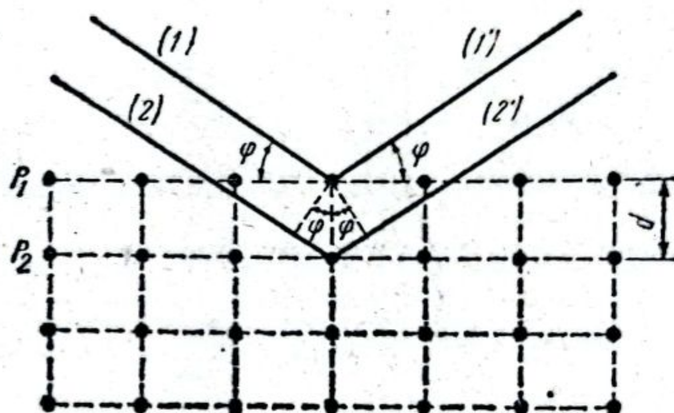


Fig. 53. Interferența prin reflexie a razelor X.

nului P_1, emit unde secundare, care dau naștere fasciculului reflectat (1′). Un fenomen asemănător se petrece și cu fasciculul (2) care cade pe atomii situați în planul P_2 precum și cu fasciculele următoare care nu au mai fost reprezentate.

Se observă ușor că între fasciculul reflectat pe planul P_2 și cel reflectat pe planul P_1, apare o diferență de drum egală cu $2d \sin \varphi$. Dacă această diferență de drum este egală cu un număr întreg n de lungimi de undă, adică dacă $2d \sin \varphi = n \cdot \lambda$, atunci razele X reflectate de cristal, interferă constructiv între ele și ca atare, în acest caz, se obține un maxim al radiațiilor reflectate.

Pe acest principiu se bazează construcția spectrografului de raze X, care utilizează fenomenul de interferență prin reflexie (vezi fig. 54). Fasciculul de raze X al cărui spectru dorim să-l determinăm, cade pe un cristal așezat pe un dispozitiv cu ajutorul căruia poate fi rotit. Razele X reflectate sînt înregistrate de o placă fotografică dispusă ca în figură, sau sînt măsurate cu ajutorul unei camere de ionizare. Prin rotirea cristalului față de direcția fasciculului incident, se poate determina variația intensității radiațiilor reflectate în funcție de unghiul φ.

Un asemenea grafic obținut în cazul reflexiei radiațiilor generate de un tub Röntgen cu anticatod de platină pe un cristal de $NaCl$, este reprezentat în fig. 55. Cele trei maxime, A_1, B_1 și C_1, corespund la trei linii spectrale ale platinei, care din motive istorice au fost denumite K_α, K_β și K_γ, deoarece ele corespund radiațiilor desemnate de Barkla prin litera K.

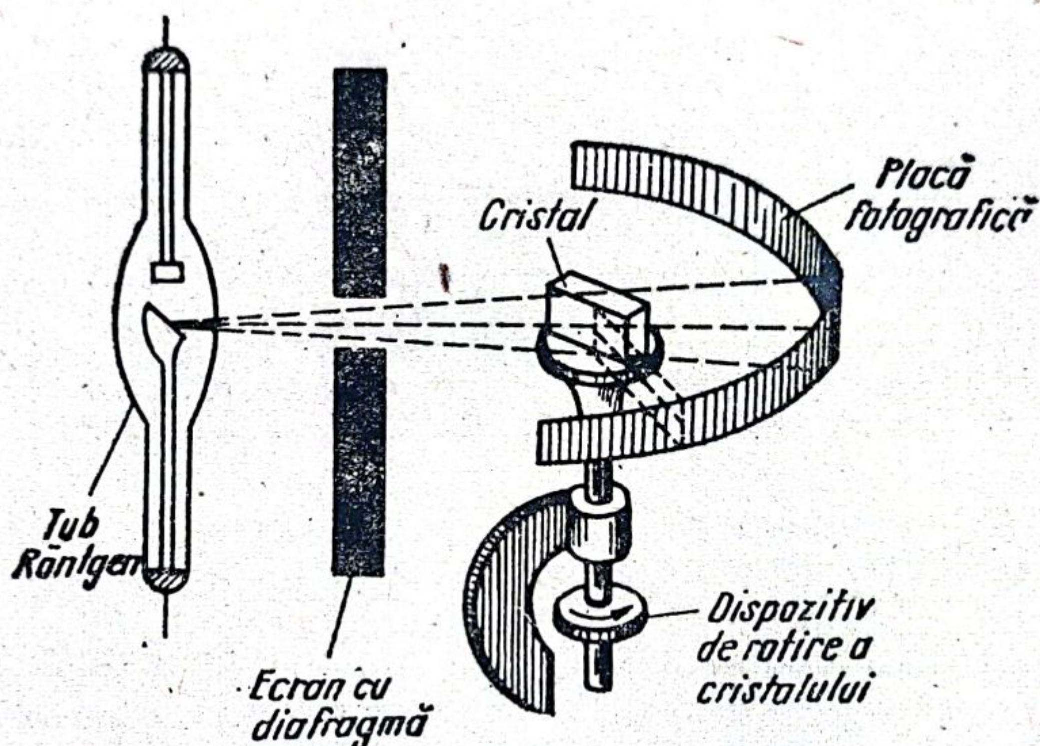


Fig. 54. Schema unui spectrograf de raze X, care utilizează metoda cristalului rotitor.

Celelalte două grupuri de maxime, A_2, B_2, C_2, și A_3, B_3, C_3, corespund la același grup de linii. Ele se obțin dînd lui n valoarea 2, respectiv 3.

Determinarea lungimii de undă a razelor X cu ajutorul metodei lui W.H. Bragg și W.L. Bragg necesită cunoașterea distanței d dintre atomii cristalului. Această distanță poate fi calculată dacă se cunoaște structura cristalului respectiv.

Ca exemplu vom considera cristalul de sare ($NaCl$) a cărui structură este reprezentată în fig. 56. Se observă că în colțurile fiecărui cub elementar se află dispuși, în mod alternativ, cîte un ion pozitiv de sodiu Na^+ și, respectiv, un ion negativ de clor Cl^-. Pentru calculele care urmează este important să determinăm cîți atomi revin unui cub elemen-

Scanned with CamScanner

tar. Am fi poate tentați să afirmăm că unui cub îi revin 8 atomi și anume atomii care se află în colțurile sale. Acești 8 atomi nu aparțin însă numai cubului considerat, ci și cuburilor vecine. Astfel, se observă ușor că un atom este comun la 8 cuburi vecine. Aceasta apare foarte clar, dacă privim atomul din centrul figurii. Dacă am fi desenat o porțiune mai

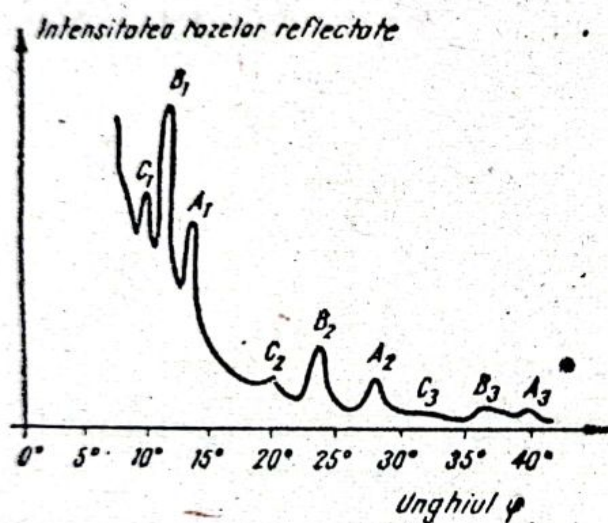


Fig. 55. Variația intensității razelor X reflectată de un cristal de $NaCl$ în funcție de unghiul de incidență.

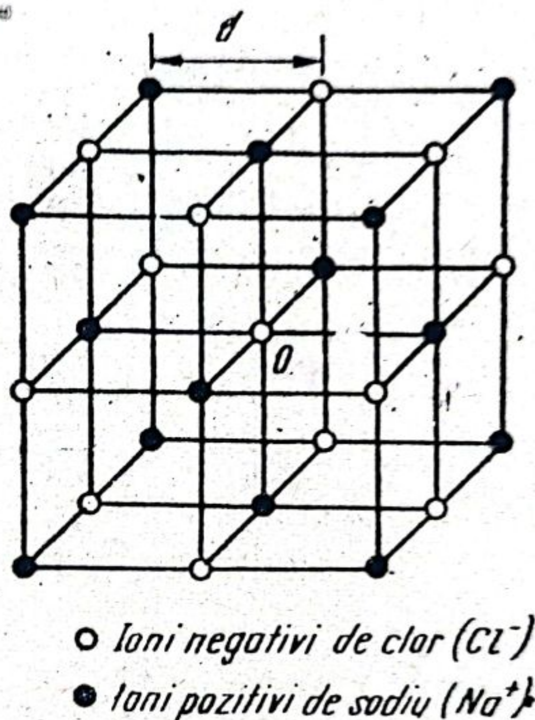


Fig. 56. Structura unui cristal de $NaCl$.

mare din cristal, atunci această afirmație s-ar fi putut verifica și pentru ceilalți atomi. Rezultă că unui cub elementar îi revine cîte a opta parte din numărul atomilor care se află în colțurile sale (în colțurile sale se află 8 atomi). În consecință, unui cub elementar îi revine cîte un singur atom. Volumul unui cub elementar este d^3, unde d este distanța dintre atomi. Analiza efectuată ne-a condus la concluzia că în volumul elementar egal cu d^3 se află un singur atom.

În continuare, considerăm o moleculă-gram de $NaCl$ care are masa $M = 22{,}989 + 35{,}455 = 58{,}454$ g, primul termen

din sumă fiind greutatea atomică a sodiului, iar al doilea a clorului. În această moleculă-gram se află N atomi de sodiu și N atomi de clor, adică $2N$ atomi, în care N este numărul lui Avogadro. Avînd în vedere că un ion ocupă volumul d^3 rezultă că cei $2N$ ioni ocupă volumul $V = 2Nd^3$. Pe de altă parte, volumul V este egal cu raportul dintre masa M și densitatea ρ, adică $V = M/\rho$. Se obține că $2Nd^3 = M/\rho$, de unde rezultă că $d = \sqrt[3]{M/2N\rho}$. Înlocuind valorile numerice, se obține că pentru cristalul de $NaCl$, distanța dintre atomi este egală cu 2,814 Å.

Cunoscînd distanța d se poate determina lungimea de undă a radiațiilor X. De exemplu, pentru linia K_{α_1} emisă de Cu se obține valoarea $\lambda = 1{,}537202$ Å.

METODA PULBERILOR CRISTALINE

Necesitatea rotirii cristalului în cazul metodei lui W.H. Bragg și W.L. Bragg a fost înlăturată de către *Peter Debye* (1884–1966) și *Scherrer*, care în locul unui cristal au utilizat pulberi cristaline. În acest scop, Debye și Scherrer au obținut, prin măcinare, o pulbere cristalină foarte fină din care au realizat prin presare un mic cilindru. Înlocuind cristalul din experiența sugerată de Laue cu cilindrul astfel obținut și utilizînd raze X monocromatice, cei doi fizicieni au obținut o figură de difracție formată dintr-o succesiune de cercuri concentrice de diferite intensități (vezi fig. 57).

Explicația acestui fenomen este simplă: datorită orientării haotice a monocristalelor din care este format cilindrul, se vor găsi întotdeauna mici cristale dispuse sub un asemenea unghi față de direcția fascicolului incident, încît să fie satisfăcută condiția lui Bragg. În acest caz, razele reflectate de totalitatea acestor cristale determină formarea unui cerc pe placa fotografică.

În metoda pulberilor cristaline nu este nevoie să se utilizeze cristale de dimensiuni mari, de calitate superioară, cum este necesar să se folosească în cazul metodei lui Bragg. Aceasta reprezintă un avantaj al metodei pulberilor crista-

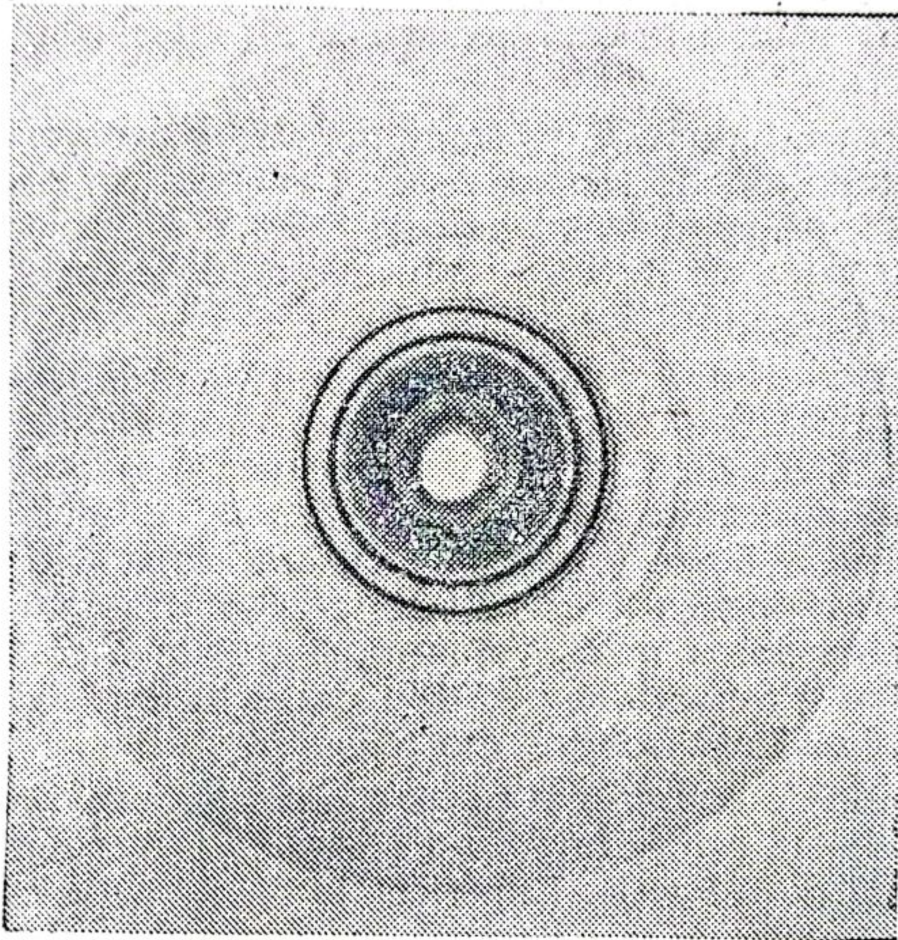


Fig. 57. Figura de difracție care se obține în cazul metodei pulberilor cristaline.

line, deoarece în natură se găsesc foarte rar cristale mari, de calitate superioară, iar obținerea lor pe cale artificială este, în multe cazuri, dificilă.

DETERMINAREA ABSOLUTĂ A LUNGIMII DE UNDĂ

Pentru determinarea lungimii de undă a radiațiilor X prin metoda difracției pe cristale, este necesar să se cunoască valoarea distanței dintre planurile determinate de atomii

cristalului utilizat. Precizia cu care poate fi determinată lungimea de undă depinde deci de exactitatea cu care este cunoscută valoarea mărimii d. Mărimea d poate fi obținută indirect, ceea ce înseamnă că elaborarea unei noi metode de determinare a lungimii de unde prezintă o deosebită importanță atît pentru studiul radiațiilor X, cît și pentru cel al cristalelor.

O asemenea metodă, pe care am putea-o denumi absolută, a fost elaborată de *Arthur Holly Compton* (1892—1962), în anul 1922, utilizînd fenomenul de reflexie a razelor X care cad pe o rețea de difracție sub un unghi de incidență mai mare decît unghiul limită.

Ne reamintim că o rază de lumină care cade pe suprafața de separație a două medii suferă parțial o reflexie, parțial o refracție. Dacă însă unghiul de incidență φ are valoarea egală sau mai mare decît unghiul limită, atunci apare fenomenul de reflexie totală, în care caz, după cum arată și numele, raza incidentă este total reflectată, raza refractată avînd intensitatea nulă. Valoarea unghiului limită depinde de indicele de refracție al celui de-al doilea mediu, presupunînd că raza incidentă sosește din vid.

Indicele de refracție al razelor X diferă foarte puțin de 1. Din această cauză, inițial s-a crezut că razele X nu suferă fenomenul de refracție. Experiențele de difracție cu raze X avînd lungimea de undă relativ mare, de ordinul unităților de angströmi, au arătat că apar abateri sistematice de la relația $2d \sin \varphi = n\lambda$ menționată, pentru deducerea căreia s-a presupus, în mod tacit, că indicele de refracție al cristalului este egal cu unitatea. Studiind aceste abateri, Compton a ajuns la concluzia că, de exemplu, pentru radiațiile X cu lungimea de undă egală cu 1,279 Å, indicele de refracție al sticlei crown cu densitatea de 2,52 este mai mic decît unitatea cu numai 0,000005, ceea ce înseamnă că are valoarea 0,999995. Unui asemenea indice de refracție îi corespunde un unghi limită mai mic de 90° cu numai 11 *minute*. Aceasta înseamnă că se pot obține fenomene de reflexie totală cu raze X numai în cazul unor unghiuri de incidență foarte mari. Pentru diferite lungimi de undă și diverse

substanțe, Compton a obținut că diferența dintre 90° și unghiul limită are valori cuprinse între 10′ și 3°.

În continuare, cunoscînd condițiile în care apare fenomenul de reflexie totală, Compton a construit un spectroscop în care a folosit o rețea de difracție de reflexie, practic identică cu cea utilizată în cazul luminii vizibile, pe care cade un fascicul foarte fin de raze X, sub un unghi de incidență foarte apropiat de 90°. În acest caz, figura de difracție este determinată de către undele secundare generate prin reflexia undelor incidente pe porțiunile transparente ale rețelei. Încadrarea matematică a acestui fenomen, care este foarte simplă, arată că precizia de determinare a lungimii de undă depinde de exactitatea cu care este cunoscută distanța dintre fantele rețelei de difracție. Această mărime poate fi determinată foarte precis prin metodele optice obișnuite de determinare a lungimilor. Se explică astfel de ce precizia acestor măsurători este de 0,002–0,004%.

Este interesant de menționat că rețeaua de difracție pentru razele X poate să fie mai „grosolană" decît rețelele utilizate în domeniul vizibil cu toate că lungimea de undă a razelor X este mult mai mică. Aceasta se datorește faptului că o rețea de difracție cu perioada d, care funcționează sub un unghi de incidență θ este echivalentă cu o rețea de difracție cu perioada $d \sin \theta$ în cazul incidenței normale, cum se poate foarte ușor constata. De exemplu, în cazul în care $\theta = 10'$; $\sin \theta = \sin 10' = 3 \cdot 10^{-3}$. Rezultă că o rețea cu numai 50 de trăsături pe *mm* funcționează, în cazul razelor X, ca și cum ar avea 17 000 trăsături pe *mm*. Menționăm că cele mai perfecționate rețele moderne de difracție au pînă la maximum 2 000–3 000 trăsături pe *mm*.

Experiențele cu acest tip de spectroscop au arătat că lungimea de undă diferă față de cele determinate cu ajutorul metodei lui Bragg cu 0,15%.

Cauza apariției acestei erori a dat multă bătaie de cap fizicienilor, deoarece nu putea fi explicată. Pînă la urmă cauza s-a dovedit a fi numărul lui Avogadro, a cărei valoare nu era cunoscută cu suficientă precizie în acea perioadă.

SPECTRUL RAZELOR X „ALBE"

Progresul realizat în domeniul construcției de spectroscoape a permis fizicienilor să poată determina experimental particularitățile spectrelor de raze X. Aceste cercetări au arătat că există două tipuri de spectre de raze X.

Astfel, dacă energia electronilor dintr-un tub de raze X nu depășește o anumită valoare critică, ce depinde de natura anticatodului, atunci radiația X care ia naștere se caracterizează printr-un spectru continuu, ca și lumina albă. Din aceste cauze aceste radiații se numesc *raze X „albe"* (vezi fig. 58).

Dacă energia electronilor este mai mare decît această valoare critică, atunci radiația emisă are un spectru de linii. Și în acest caz apare o componentă „albă", însă intensitatea ei este mică în comparație cu cea a unei linii. Lungimile de undă ale acestor linii depind de natura anticatodului. Din această cauză aceste radiații se numesc *raze X caracteristice* (vezi fig. 59).

În cele ce urmează, ne vom concentra atenția asupra particularităților spectrului razelor X „albe". Distribuția intensității în funcție de lungimea de undă se prezintă sub forma unei curbe care are un maxim. Scăderea intensității spre undele mai lungi, respectiv mai scurte, se face însă în moduri diferite.

Astfel, spre lungimile de undă mari, scăderea este lentă, curba apropiindu-se asimptotic de axa absciselor. Din contra, înspre lungimile de undă mici, scăderea se face brusc, curba intersectînd axa absciselor pentru lungimea de undă pe care o vom nota λ_{min}, lungime de undă care nu depinde decît de valoarea tensiunii anodice, fiind deci independentă de natura anticatodului (vezi fig. 59).

Să urmărim modul cum pot fi explicate aceste caracteristici ale spectrului, situîndu-ne pe rînd în cadrul celor două ipoteze.

Fenomenele care au loc în cazul în care considerăm că razele X au o natură ondulatorie sînt simple, cel puțin în principiu. Electronii accelerați de către cîmpul electric

creat de tensiunea aplicată între anod și catod sînt frînați, începînd din momentul în care pătrund în materialul anticatodului. În timpul în care are loc această frînare, ei emit energie sub formă de unde. Din această cauză, razele X „albe"

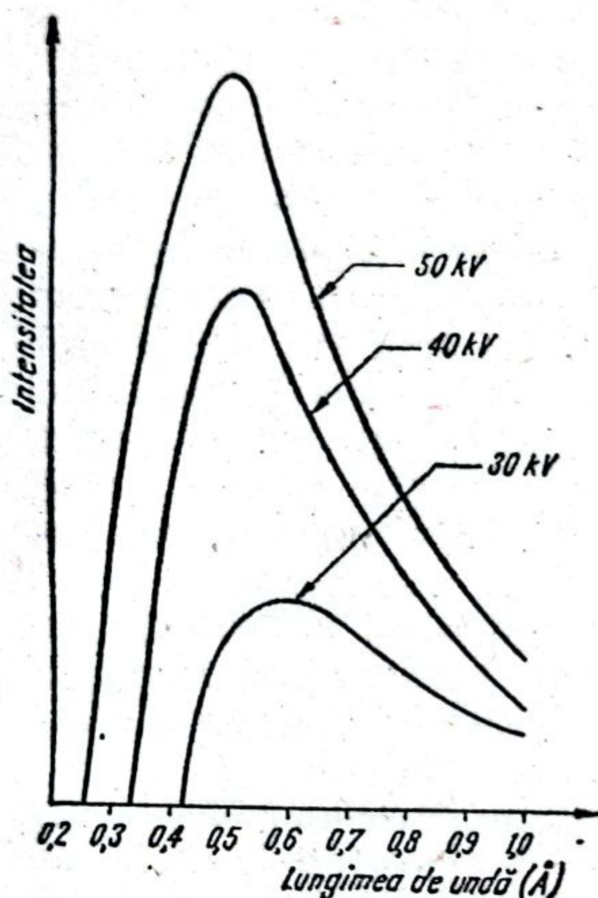


Fig. 58. Spectrul razelor X generate de un tub Röntgen cu anticatod de tungsten pentru diferite tensiuni anodice.

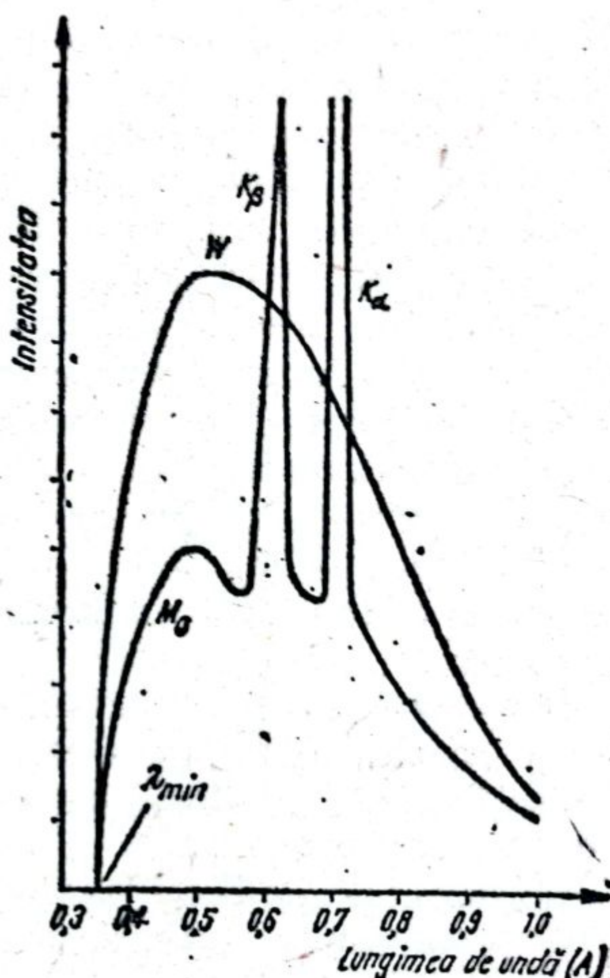


Fig. 59. Spectrul razelor X generate de un tub Röntgen cu anticatod de wolfram, respectiv molibden, în cazul în care tensiunea anodică este egală cu *35 kV*.

se mai numesc și *radiații de frînare*. Prin calcule, se obțin rezultate concordante cu cele experimentale numai pentru porțiunea din spectru situată în regiunea lungimilor de undă mari.

Neconcordanța dintre rezultatele teoretice și cele experimentale în domeniul lungimilor de undă mici o putem denumi pe drept cuvînt „fundamentală", deoarece fizica clasică

nu ne poate oferi nici o explicaţie a faptului că în spectrul radiaţiei emise lipsesc componentele cu lungimi de undă mai mici decît λ_{min}.

Existenţa acestei lungimi de undă minime poate fi explicată foarte uşor dacă se admite că razele X au o natură corpusculară. Într-adevăr, procesul de generare a razelor X poate fi privit ca o ciocnire dintre un electron şi un atom din anticatod, ciocnire în urma căreia atomul emite un foton. În cel mai fericit caz, fotonul poate să preia toată energia electronului incident. Rezultă că energia maximă pe care o poate avea un foton este $E = eV$ unde V reprezintă tensiunea aplicată între anod şi catod, tensiune care a produs cîmpul electric în care electronul a fost accelerat. Pe de altă parte, energia unui foton este $E = h\nu = hc/\lambda$. Evident, un asemenea foton are frecvenţa maximă, respectiv lungimea de undă minimă λ_{min}. Egalînd între ele cele două expresii ale energiei, se obţine că lungimea de undă minimă are valoarea $\lambda_{min} = ch/eV$.

Măsurătorile experimentale au arătat că, într-adevăr, în limita erorilor experimentale, valorile măsurate ale lungimii de undă minime coincid cu cele calculate cu ajutorul relaţiei de mai sus.

Calculele de determinare a lungimii de undă minime cu ajutorul teoriei corpusculare au fost efectuate în 1915 de *William Duane* (1872—1935) şi *Franklin Livingtone Hunt*. Se pare însă că ele mai fuseseră efectuate, încă în 1907, de către Wien.

Tot în această ordine de idei, este interesant de studiat experienţa lui W.H. Bragg care confirmă, de asemenea, ipoteza corpusculară. După cum s-a arătat, această experienţă constă în a produce, cu ajutorul unui tub Röntgen, radiaţii X, care apoi căzînd pe o placă metalică, dau naştere unui efect fotoelectric. Măsurătorile experimentale au arătat că energia maximă a electronilor emişi prin efect fotoelectric este egală cu energia electronilor incidenţi pe anticatod.

Această experienţă cuprinde două procese: (*a*) transformarea energiei electronilor emişi de catodul tubului Röntgen în energia razelor X; (*b*) transformarea energiei razelor X în energie a fotoelectronilor emişi de placa metalică.

Dacă se adoptă punctul de vedere corpuscular, atunci egalitatea dintre energia electronilor din tubul Röntgen și energia maximă a fotoelectronilor este evidentă. Într-adevăr, în acest caz pe de o parte fotonul preia întreaga energie a electronului incident, iar pe de altă parte, o cedează în întregime fotoelectronului.

Egalitatea dintre energia electronului incident pe anticatodul tubului Röntgen și energia electronului emis prin efect fotoelectric era de așteptat, avînd în vedere că pe baza teoriei corpusculare, efectul fotoelectric și procesul de generare a razelor X sînt două fenomene inverse. Într-adevăr, efectul fotoelectric constă în „ciocnirea“ unui foton cu un atom, ciocnire în urma căreia atomul emite un fotoelectron, iar procesul de generare a razelor X, în o „ciocnire“ a unui electron cu un atom, ciocnire în urma căreia atomul emite un foton.

Din punctul de vedere al teoriei ondulatorii, această egalitate este imposibil de explicat din motivele pe care le-am prezentat la studiul efectului fotoelectric, la care se adaugă și considerațiile din acest paragraf.

Caracteristicile spectrului razelor X albe constituie, deci, o dovadă în favoarea ipotezei corpusculare. Dealtfel, dacă se procedează invers, adică se pornește de la valabilitatea ipotezei corpusculare, atunci din egalitatea celor două energii $eV = hc/\lambda_{min}$ se poate determina pe cale experimentală valoarea constantei lui Planck, măsurînd tensiunea V și lungimea de undă minimă λ_{min}. Pînă în prezent, aceasta e cea mai precisă metodă de determinare a constantei lui Planck.

LEGEA LUI MOSELEY

Spectrele de linii ale razelor X, emise de diferite elemente introduse în plăcuța din care era confecționat anticatodul unui tub Röntgen, l-au pasionat pe tînărul fizician *Henry Gwyn Jeffreys Moseley* (1887—1915), care în perioada 1912—

1913 a adunat un bogat material experimental, material pe baza căruia a stabilit legea care îi poartă numele.

După cum vom vedea, această lege a permis ca în tabloul periodic elementele să fie așezate în ordinea corectă și să se prevadă existența a noi elemente, necunoscute pe acea vreme. Din nefericire, Moseley a fost ucis în 1915 în timpul primului război mondial, în bătălia de la *Gallipoli*, după ce, cu cîteva zile înainte, ordinul său de rechemare fusese deja emis.

Ce particularități au spectrele de raze X emise de diferite elemente? Spre deosebire de spectrele optice, care sînt foarte complicate, fiind formate din sute și chiar mii de linii, cum este cazul fierului, spectrele de raze X sînt caracterizate printr-un număr mic de linii, ceea ce le oferă simplicitate și în același timp un caracter unitar. Mai mult, spectrele optice se modifică foarte mult atunci cînd elementele care le emit se află în diverse combinații chimice, în timp ce spectrele de raze X rămîn practic nemodificate. Astfel, spectrele optice ale atomilor de O, ale moleculelor de O_2 și ale moleculelor de H_2O sînt total diferite și în nici un caz nu se pot obține prin adunarea spectrelor atomilor componenți ai moleculelor respective.

Liniile spectrelor de raze X sînt grupate în mai multe serii. Seria cu lungimea de undă cea mai mică se notează cu litera K, notație introdusă așa cum s-a arătat de Barkla. Seria următoare, situată în regiunea lungimilor de undă mai mari, se notează cu litera L. Urmează apoi două serii cu M și N, avînd lungimi de undă mai mari, care apar numai în cazul elementelor grele.

Seria K are structura cea mai simplă. Ea este formată din trei linii care se notează cu K_α, K_β și K_γ, linia K_α avînd lungimea de undă cea mai mare și fiind cea mai intensă. La rîndul său, linia K_α este formată din două componente K_{α_1} și K_{α_2}. Și linia următoare K_β este compusă din două componente, însă punerea lor în evidență este foarte dificilă, datorită diferenței mici dintre lungimile lor de undă.

Studiind particularitățile liniilor care formează seria K, emise de diferite elemente, Moseley a fost frapat de faptul că apare o deplasare monotonă a pozițiilor acestora în spectru, înspre lungimile de undă mici, atunci cînd se trece

de la elementele ușoare la cele grele, după cum se poate constata din fig. 60.

După mai multe încercări, Moseley a stabilit că radicalul din inversul lungimilor de undă al liniilor K_{α_1}, K_{α_2}, K_β și K_γ, variază direct proporțional cu numărul de ordine

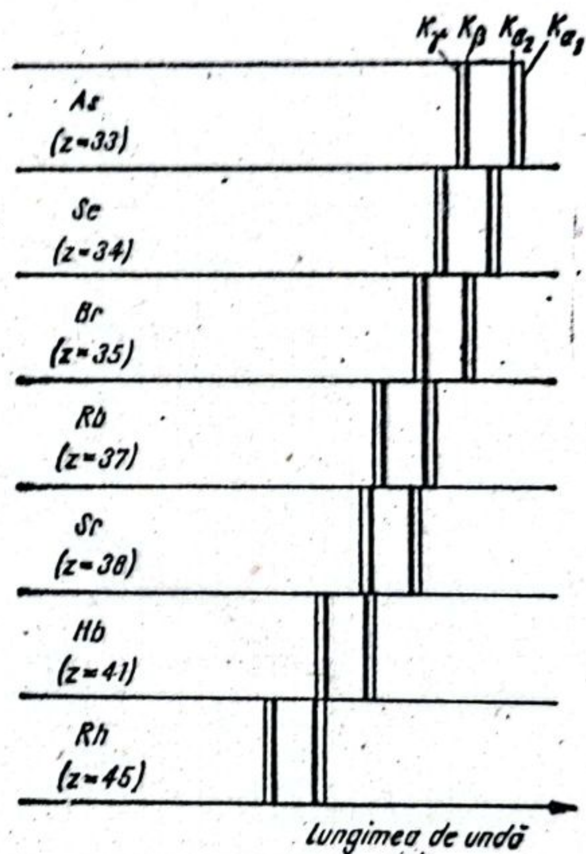


Fig. 60. Spectrele de raze X ale cîtorva elemente.

Z al elementului din sistemul periodic al lui Mendeleev. Această constatare este ilustrată în fig. 61, în care a fost reprezentată variația mărimii $\sqrt{\nu/cR}$ (c este viteza luminii iar R constanta lui Rydberg), în funcție de numărul de ordine Z al elementului considerat pentru liniile K_{α_1}, K_{α_2}, K_β și K_γ.

Pentru a înțelege importanța acestei descoperiri, este necesar să facem o scurtă paranteză. Pe la mijlocul secolului trecut au fost descoperite numeroase elemente chimice. Studiind proprietățile lor, chimiștii au constatat că există unele elemente asemănătoare. Astfel, pe la 1850, elementele cunoscute au fost grupate în patru familii. O primă familie era formată din *fluor*, *clor*, *iod* și *brom*. Cea de a doua familie era formată din *litiu*, *sodiu*, *potasiu*. În sfîrșit, ultimele două

familii erau compuse din *magneziu*, *calciu*, *stronțiu* și *bariu*, respectiv din *oxigen*, *sulf*, *seleniu* și *telur*.

În anii care au urmat, au fost făcute încercări de a aranja elementele într-un tablou. Astfel, în 1862, *Alexandre Emile Beguyer de Chancourtois* (1820—1886), a aranjat elementele

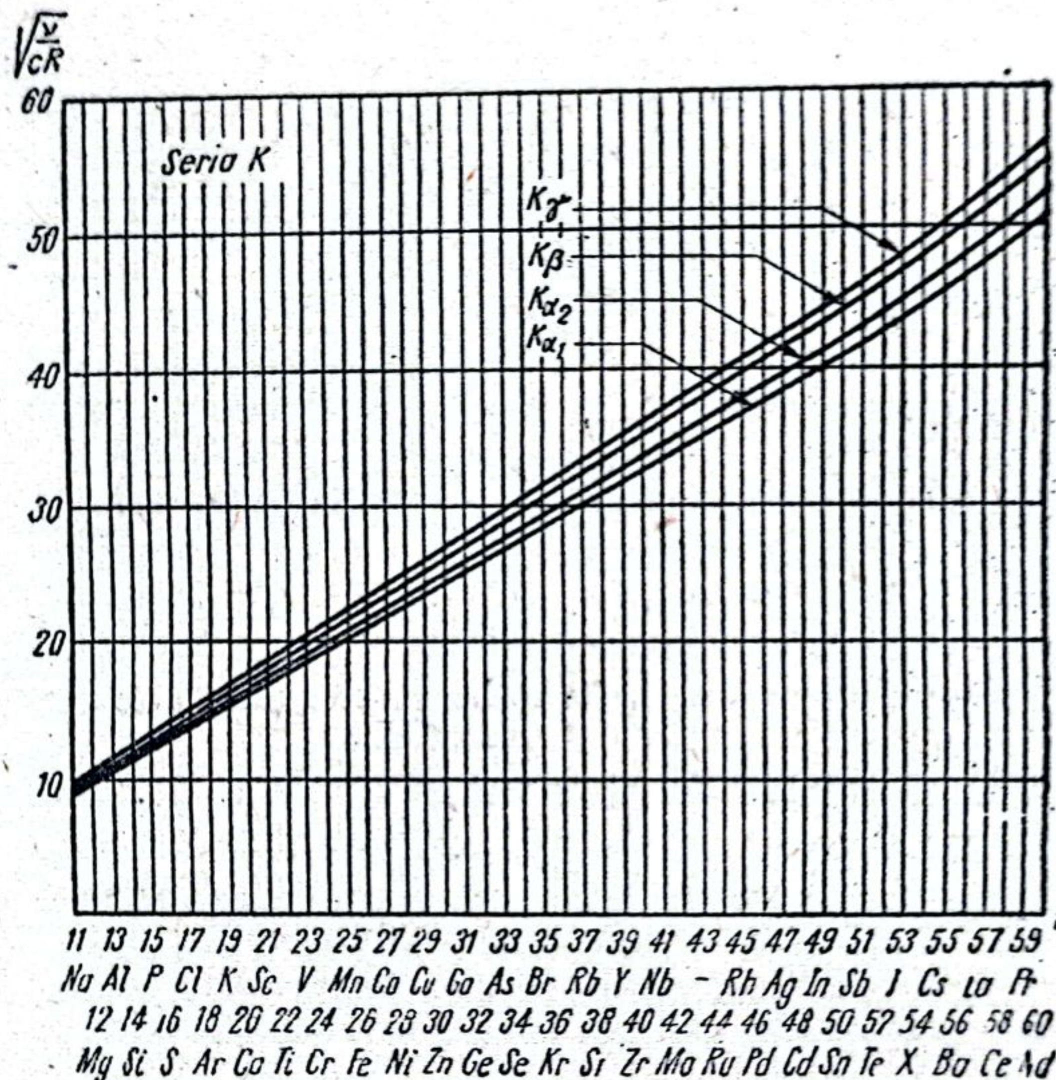


Fig. 61. Diagrama lui Moseley.

cunoscute în acea vreme, de-a lungul unei elice, astfel încît elementele cu aceleași proprietăți chimice să se afle de-a lungul aceleiași drepte verticale.

Un an mai tîrziu *J.A.R. Newlands* a observat că dacă se așează elementele în ordinea crescîndă a greutăților atomice, atunci apar unele periodicități în ceea ce privește proprietățile chimice.

Pasul hotărîtor l-a făcut însă *Dimitri Ivanovici Mendeleev* (1834—1907), care, în 1869, a elaborat o primă formă a ta-

bloului periodic al elementelor. În forma inițială, tabloul conținea 17 coloane; elementele dintr-o aceeași coloană avînd aceleași proprietăți chimice. Doi ani mai tîrziu, Mendeleev elaborează o nouă formă a tabloului periodic, care conținea numai 8 coloane. În acea vreme, gazele inerte nu erau cunoscute astfel încît tabloul nu putea avea nouă coloane. Gazele inerte aveau să fie descoperite în 1894. Două luni mai tîrziu și chimistul *Lothar Meyer* (1830—1895) a propus, în esență, un tablou identic.

Punctul de plecare al lui Mendeleev l-a constituit, de asemenea, așezarea elementelor în ordinea crescîndă a greutăților atomice.

În anul 1869, cînd Mendeleev a elaborat sistemul periodic, erau cunoscute numai 63 de elemente, ale căror greutăți atomice, în unele cazuri, erau destul de incerte, iar în altele, eronate. Din această cauză, atunci cînd Mendeleev a așezat cele 63 de elemente în ordinea crescîndă a greutăților lor atomice, apăreau numeroase semne de întrebare. Numai 35 de elemente puteau fi dispuse cu certitudine după greutatea lor atomică. Poziția a 8 elemente ridica numeroase probleme. Astfel, părea de neînțeles de ce *Zn*, *Cd* și *Hg*, ale căror proprietăți sînt asemănătoare între ele, trebuiesc așezate în aceeași grupă cu *Mg*, *Ca*, *Sr* și *Ba*, care, de asemenea, prezintă proprietăți asemănătoare între ele, proprietăți care însă sînt diferite de cele ale *Zn*, *Cd* și *Hg*. De asemenea, era foarte curioasă așezarea elementului *Mn* în grupa halogenilor în care se aflau fluorul și clorul.

În ceea ce privește cele 20 de elemente care mai rămăseseră, Mendeleev a trebuit fie să modifice greutățile lor atomice, fie, dînd dovadă de o intuiție genială, să invertească ordinea de așezare sau să lase căsuțe libere. Astfel, Mendeleev a arătat că *Ce* nu poate avea greutatea atomică egală cu 92, cît se considera în acea vreme, ci 138. Este interesant de menționat că valoarea actuală a greutății atomice a ceriului este egală cu 140,13. De asemenea, Mendeleev a arătat că thoriul și uraniul nu pot avea greutățile atomice egale cu 116 respectiv 120, ci 232 și respectiv 240.

Într-un număr de cazuri (*K-Ar*, *Te-I* și *Co-Ni*), Mendeleev a așezat elementele în ordinea corectă, fără să țină seama de greutățile lor atomice.

În sfîrșit, Mendeleev a lăsat un număr de căsuțe libere, arătînd că acestea trebuie să fie ocupate de elemente care nu au fost descoperite încă. Astfel, el a prevăzut existența a trei elemente noi pe care le-a denumit *ekabor*, *ekaaluminiu* și *ekasiliciu*, prevăzîndu-le și proprietățile. Mendeleev a arătat că ekaaluminiul ar trebui să aibă greutatea atomică 68 și densitatea între 5,9 și 6,0. Aceste previziuni au fost confirmate căci în 1875 a fost descoperit *galiul* care, după cum a arătat imediat Mendeleev, reprezintă tocmai ekaaluminiul pe care el l-a prevăzut. Măsurătorile au arătat că galiul are greutatea atomică 69,9 și densitatea 5,96, ceea ce înseamnă că previziunile lui Mendeleev fuseseră, în general, corecte.

De la 1869 și pînă în 1913, cînd Moseley a stabilit legea care îi poartă numele, numărul elementelor cunoscute crescuse pînă la 72. Elementele cu numărul de ordine cuprins între 58 și 71 fac parte din *familia pămînturilor rare*. În 1913, greutățile atomice ale acestor elemente erau atît de incerte, încît ordinea lor de succesiune suscita mari îndoieli, cu atît mai mult cu cît proprietățile lor chimice erau foarte asemănătoare.

În același an 1913, J.J. Thomson pune în evidență, în mod experimental, existența izotopilor. Atomii unui element nu sînt deci toți la fel, așa cum crezuse Dalton, ci după cum a arătat J.J. Thomson, pot avea greutăți atomice diferite. De exemplu, atomii de *Na* pot avea greutatea atomică egală cu 20 sau 22. Atomii unui aceluiași element care diferă prin greutatea lor atomică se numesc *izotopi*. Existența izotopilor arată clar că nu greutatea atomică reprezintă criteriul după care atomii trebuie așezați în sistemul periodic.

Dar care este atunci noul criteriu? În 1911, *Ernest Rutherford* (1871—1937), cu ajutorul celebrelor sale experiențe de împrăștiere a particulelor α, a stabilit modelul planetar al atomului, iar ulterior colaboratorii săi *H. Geiger* și *E. Marsden* au arătat că nucleul diferitelor elemente are o sarcină pozitivă egală cu Ze, în care Z este numărul de ordine din tabloul periodic, iar e sarcina unui electron.

Cercetările lui J.J. Thomson precum și cele ale lui Rutherford și colaboratorii săi, au arătat că greutatea atomică nu este o caracteristică distinctivă a atomului, așa cum se credea, ci numărul de sarcini pozitive elementare pe care îl are nucleul. Acest număr, care coincide cu numărul de ordine din tabloul periodic, a căpătat, datorită importanței sale, denumirea de *număr atomic*.

O primă dovadă a justeței acestei concluzii o constituie tocmai legea lui Moseley, care arată că lungimile de undă ale liniilor din spectrul de raze X sînt determinate exclusiv de numărul atomic al elementului respectiv.

Sînt foarte interesante concluziile care au decurs din descoperirea acestei legi. Astfel, în momentul în care Moseley a trasat graficul din fig. 61, apărea o „frîngere" în dreptul numărului atomic $Z = 43$. Pentru evitarea acestei „frîngeri" cu nimic justificată, Moseley a lăsat un loc liber, în care a arătat că trebuie să se situeze un element încă necunoscut. Procedînd în acel mod, Moseley a arătat că între cel mai ușor element—hidrogenul și cel mai greu element cunoscut pe acea vreme — uraniul, trebuie să existe 92 de elemente, stabilind în același timp, corect, numerele atomice ale elementelor cunoscute. Astfel, Moseley a arătat că pe lîngă elementul $Z = 43$ mai sînt necunoscute, încă, elementele cu numerele atomice egale cu 61, 72, 75 etc. Cunoscînd locul pe care-l ocupă în sistemul periodic elementele necunoscute, se pot prevedea proprietățile lor fizice și chimice, ceea ce ușurează foarte mult cercetările experimentale de descoperire a lor.

Elementele prezise de către legea lui Moseley au fost descoperite ulterior. Astfel, în 1923, *J.G. von Hevesy* a descoperit elementul cu $Z = 72$, care a căpătat denumirea de *hafniu (Hf)*, iar în 1925 *W. Noddack, J. Tacke și Otto Berg* (1874—1939), elementul cu $Z = 75$, denumit *reniu (Re)*.

Elementele cu $Z = 43$ și $Z = 61$ denumite de către Moseley *mazuriu* și respectiv *ilinium* au fost descoperite abia în 1942, cînd au fost obținute pe cale artificială, într-o instalație de dezintegrare a uraniului. Ele au căpătat denumirea de *tehnețiu (Tc)* și respectiv *prometiu (Pm)*. Este interesant

de menționat că elementul $Z = 43$ a fost prezis încă din 1869 de către Mendeleev care l-a denumit *ekamangan*, previziune care s-a dovedit a fi corectă. De asemenea, elementul cu numărul 61 a fost prezis în 1902 de către un prieten al lui Mendeleev, profesorul ceh *Boguslav Brauner*, care a arătat că ar trebui să facă parte din familia pămînturilor rare, situîndu-se între neodim și samariu, previziuni care, de asemenea, mai tîrziu s-au dovedit a fi corecte.

EFECTUL COMPTON

Experiențele de polarizare ale lui Barkla precum și cele de difracție ale lui Laue, Friedrich și Knipping; W.H. Bragg și W.L. Bragg, respectiv Compton, păreau că lămuriseră în

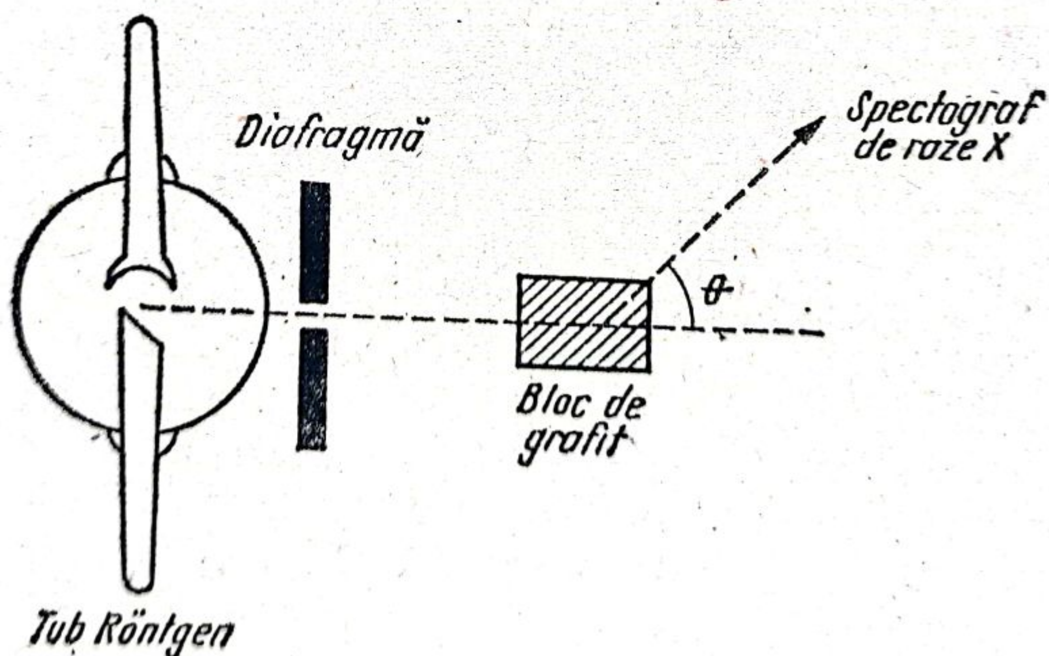


Fig. 62. Schema experienței lui Compton.

mod definitiv problema naturii razelor X. Într-adevăr, oricine vedea imaginile de difracție din figurile 45 și 57, nu putea să nu recunoască faptul că razele X au o natură ondulatorie.

Iată însă că între anii 1922—1923, același A. Compton, care a elaborat metoda de determinare absolută a lungimii de undă a razelor X, studiind atent fenomenul de difuzie (împrăștiere) a razelor X, ajunge la concluzia că ele au o natură corpusculară.

Schema experienței cu ajutorul căreia Compton a studiat împrăștierea razelor X este reprezentată în fig. 62. Cu ajutorul unei diafragme, Compton a obținut un fascicul îngust de raze X de la un tub Röntgen cu anticatod de molibden. Fasciculul cade asupra unui corp format din atomi ușori, de exemplu asupra unui bloc de parafină sau de grafit. Radiația difuzată sub diverse unghiuri este studiată cu ajutorul unui spectrograf de raze X.

Rezultatele obținute de Compton sînt reprezentate în fig. 63. În fig. 63 (*a*) este reprezentat spectrul radiației incidente, iar în fig. 63 (*b*), (*c*) și (*d*) — spectrele radiației difuzate sub unghiurile de 45°, 90° și respectiv 135°.

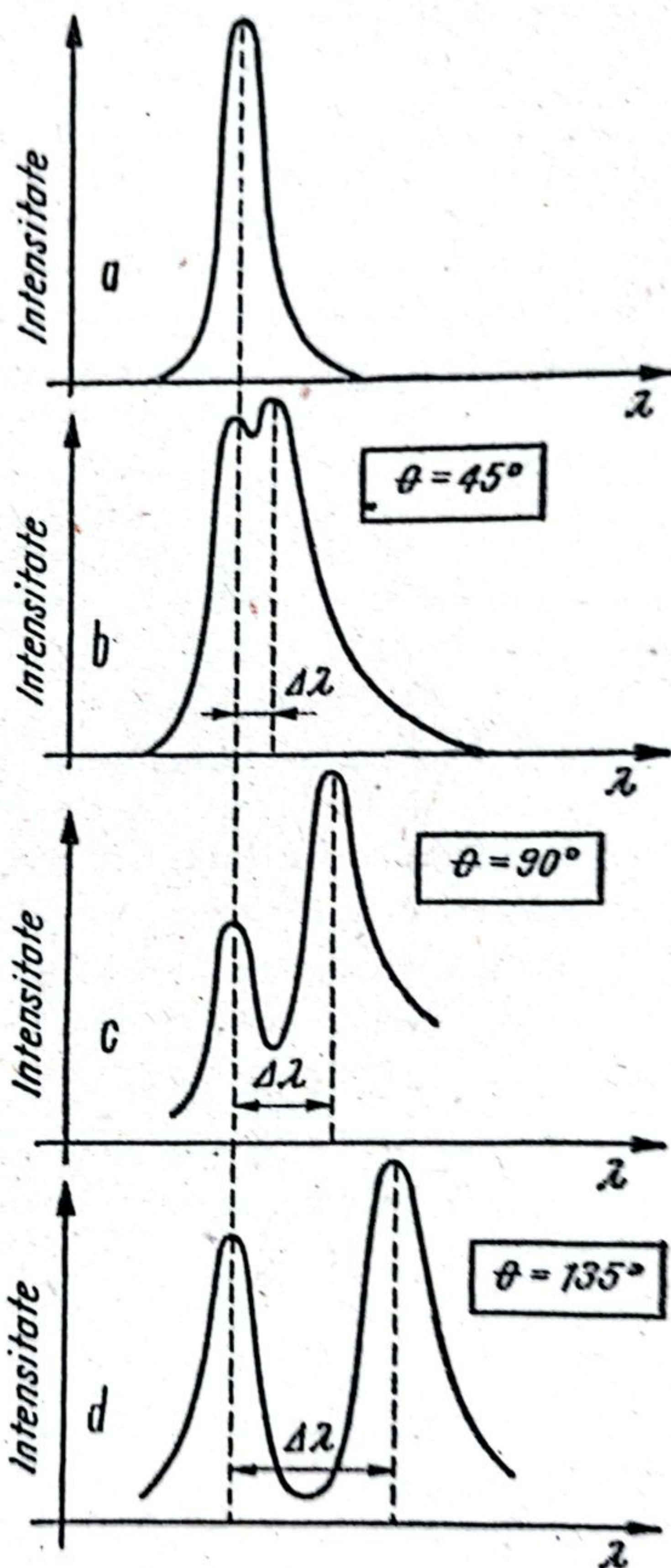


Fig. 63. Spectrul radiației X incidente (*a*) și al radiațiilor difuzate sub unghiurile de 45° (*b*), 90° (*c*) și 135° (*d*).

Din această figură se observă clar prezența în radiația difuzată, alături de componenta cu aceeași lungime de undă, și a unei componente cu lungime de undă mai mare.

Măsurătorile au arătat că modificarea lungimii de undă nu depinde de lungimea de undă a radiațiilor incidente și nici de natura atomilor din care este constituit corpul difuzant, ci numai de unghiul de difuzie.

Așa după cum a arătat Compton, caracteristicile fenomenului de difuzie pot fi explicate foarte ușor, dacă se consideră că razele X au o natură pur corpusculară, adică reprezintă un flux de fotoni. Experiențele arată că lungimea de undă a componentei deplasată nu depinde de natura mediului care produce difuzia. De aici, Compton a tras concluzia că în acest fenomen sînt implicați numai electroni, datorită caracterului lor de a fi constituenți universali ai materiei.

Experiențele lui Kaufmann, efectuate în 1901, au arătat, cu 4 ani înainte de apariția teoriei relativității, că masa electronului depinde de viteză. Din această cauză, pentru a putea obține rezultate corecte este necesar să utilizăm expresiile relativiste ale masei, energiei și impulsului.

În conformitate cu teoria relativității, masa m a unui corp care se deplasează cu viteza v are valoarea

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

în care m_0 reprezintă masa de repaus (masa la viteze foarte mici) iar $\beta = v/c$.

Impulsul $\vec{p}$ este un vector care în mecanica nerelativistă are expresia $\vec{p} = m\vec{v}$ în care $\vec{v}$ reprezintă vectorul vitezei. Înlocuind valoarea masei din expresia de mai sus se obține expresia relativistă a modulului impulsului.

$$p = m_0 v / \sqrt{1-\beta^2}.$$

În sfîrșit, avînd în vedere echivalența dintre masă și energie

$$E = mc^2$$

rezultă că energia totală E a unui corp este formată din două componente: energia m_0c^2 corespunzătoare masei de repaus și energia cinetică E_c:

$$E = m_0c^2 + E_c = m_0c^2 + m_0c^2\left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right] = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} =$$
$$= mc^2$$

Desigur, pentru a putea studia interacția dintre electroni și fotoni este necesar să calculăm ce valori au aceleași mărimi și pentru fotoni.

Pînă acum, noi știm din studiul radiației corpului negru și al efectului fotoelectric că energia E a unui foton este

$$E = h\nu.$$

Fotonul se deplasează întotdeauna cu viteza luminii, indiferent de energia pe care o are. Aceasta constituie o „curiozitate" a fotonului, deoarece din mecanică se știe că orice corpuscul se deplasează cu atît mai repede cu cît are o energie mai mare. Avînd în vedere că pentru foton $v = c$ rezultă că $\beta = v/c = 1$ și prin urmare $\sqrt{1-\beta^2} = 0$. Dacă considerăm că fotonul are o masă de repaus diferită de zero ($m_0 \neq 0$) atunci rezultă că masa sa m, corespunzătoare singurei sale stări posibile de mișcare, cînd se deplasează cu viteza luminii, ar fi infinită ($m = \infty$). Desigur, nu putem accepta ca masa fotonului în mișcare să fie infinită. Din această cauză, sîntem obligați să considerăm că fotonul are masa de repaus nulă. Acest rezultat explică de ce, indiferent de energia sa, fotonul se deplasează cu aceeași viteză. În același timp, același rezultat ne arată că singura stare posibilă a fotonului este starea de mișcare cu viteza luminii și că niciodată nu putem „găsi" un foton în repaus.

Rezultatele obținute sînt, desigur, foarte „curioase", avînd în vedere că la scara macroscopică nu întîlnim niciodată un corp care se comportă în același mod cu fotonul. Aceasta nu înseamnă însă că putem să afirmăm că rezultatele la care am ajuns ar fi absurde. Într-adevăr, nu există nici un motiv care să ne facă să considerăm că la scară macroscopică feno-

menele au aceleași particularități cu cele de la scara microscopică, ci din contra, multe fenomene sugerează concluzia contrară.

Dacă $m_0 = 0$, rezultă că nu putem determina masa m a fotonului cu ajutorul relației $m = m_0/\sqrt{1 - \beta^2}$. Putem însă să o determinăm din relația $E = mc^2$ și $E = h\nu$, din care rezultă că

$$m = h\nu/c^2.$$

Deoarece fotonul se deplasează cu viteza luminii, rezultă că modulul impulsului are valoarea

$$p = mc = h\nu/c.$$

Evident, *impulsul este un vector care are direcția și sensul mișcării fotonului.*

În continuare, Compton recurge la o ipoteză foarte îndrăzneață pentru acea vreme și anume, consideră că fenomenele de difuzie sînt determinate de o multitudine de procese elementare în care sînt implicați numai un singur foton și, respectiv, numai un singur electron. Mai concret, Compton consideră că *esența fenomenului de difuzie constă dintr-o ciocnire elastică a unui singur foton din fasciculul incident de raze X cu un singur electron din mediul care produce difuzie,* asemănătoare, după propria sa comparație, cu ciocnirea elastică dintre două bile de biliard.

După cum se știe din mecanica clasică, la o ciocnire elastică se conservă atît energia cît și impulsul, ceea ce înseamnă că suma energiilor, respectiv suma vectorială a impulsurilor celor două corpuri înainte de ciocnire, trebuie să fie egală cu mărimile corespunzătoare după ciocnire.

În aplicarea acestor legi de conservare, la ciocnirea elastică dintre un foton și un electron, apare o mică dificultate determinată de faptul că electronul are în substanța care produce difuzia o mișcare necunoscută, din care cauză nu-i cunoaștem energia și impulsul înainte de ciocnire. Într-o primă aproximație, se poate considera că electronul se află în repaus, aproximație justificată de faptul că energia unui foton din fasciculul de raze X este mult mai mare decît

energia pe care o are electronul în mișcarea sa în atomul de care aparține.

Punînd condiția ca suma dintre energia fotonului $h\nu$ și energia electronului m_0c^2 înainte de ciocnire să fie egală cu suma dintre energia fotonului $h\nu'$ și energia electronului $m_0c^2/\sqrt{1-\beta^2}$, după ciocnire se obține

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + m_0c^2 / \sqrt{1-\beta^2}$$

în care ν este frecvența fotonului incident, iar ν' frecvența fotonului difuzat.

Legea conservării impulsului arată că impulsul fotonului $\overrightarrow{h\nu/c}$ înainte de ciocnire trebuie să fie egal cu suma dintre impulsul fotonului după ciocnire $\overrightarrow{h\nu'/c}$ și impulsul electronului $\overrightarrow{mv}$ adică

$$\overrightarrow{h\nu/c} = \overrightarrow{h\nu'/c} + \overrightarrow{mv},$$

avînd în vedere că impulsul electronului înainte de ciocnire este nul. Relația de conservare a impulsului este ilustrată în fig. 64.

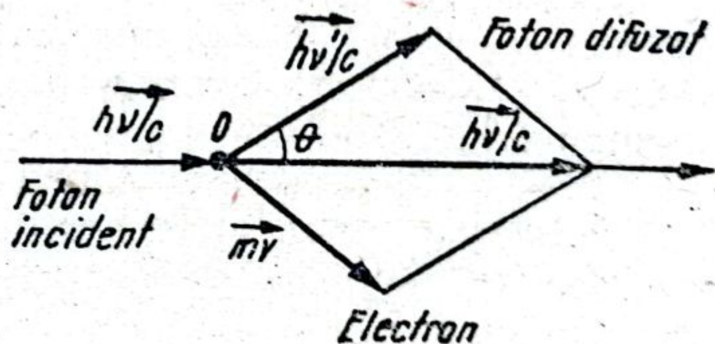


Fig. 64. Conservarea impulsului în cazul efectului Compton.

Din aceste relații, Compton a obținut, prin calcule relativ simple, că variația $\Delta\lambda$ a lungimii de undă datorită difuziei, adică diferența dintre lungimea de undă λ' a radiației difuzată (corespunzătoare frecvenței ν') și lungimea de undă λ a radiației incidente (corespunzătoare frecvenței ν), are valoarea

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2\frac{\theta}{2}$$

în care θ reprezintă unghiul de difuzie, adică unghiul pe care îl face direcția de mișcare a fotonului difuzat după ciocnire.

Mecanismul măririi lungimii de undă a radiației difuzate, precum și dependența acesteia de unghiul de difuzie, apare acum clar. Prin ciocnire, fotonul pierde o cantitate de energie care depinde de unghiul sub care este deviat, ceea ce înseamnă că după ciocnire are o energie mai mică și, în mod corespunzător, o frecvență mai scăzută, deci o lungime de undă mai mare.

Măsurătorile efectuate de Compton au arătat că relația obținută pentru deplasarea lungimii de undă se verifică experimental foarte bine.

În radiația difuzată se observă, alături de linia deplasată a cărei lungime de undă depinde de unghiul de difuzie, și o linie nedeplasată, a cărei lungime de undă este egală cu cea a radiației incidente. Din analiza efectuată s-ar părea că linia nedeplasată nu trebuie să apară.

În realitate, un foton poate să ciocnească un electron slab legat, așa cum s-a presupus în analiza efectuată (pe care, de fapt, l-am considerat ca fiind liber) sau un electron „mai profund", puternic legat de atomul de care aparține. În ultimul caz, fotonul interacționează cu întreg atomul. Dacă se aplică legile conservării energiei și impulsului unei ciocniri dintre un foton și un atom, atunci se obține că fotonul, practic, nu cedează energie atomului, datorită masei foarte mari a acestuia. În acest caz, fotonul difuzat, avînd energia nemodificată, are frecvența egală cu cea dinainte de ciocnire.

Dacă aceste considerații sînt corecte, atunci rezultă că atomii cu electronii puternic legați, mai numeroși, trebuie să producă o asemenea difuzie, încît intensitatea liniei nedeplasată să fie mai mare. Cercetările experimentale au arătat că, într-adevăr, dacă se utilizează pentru difuzie atomii cu greutăți atomice din ce în ce mai mari, se obține o mărire a intensității liniei nedeplasate, simultan cu o micșorare a intensității liniei deplasate (vezi fig. 65).

Dacă radiațiile X au aceeași natură cu lumina vizibilă, așa după cum rezultă din toate fenomenele expuse, atunci

de ce efectul Compton nu se observă în porțiunea vizibilă a spectrului? Răspunsul nu este greu de dat. În analiza efec-

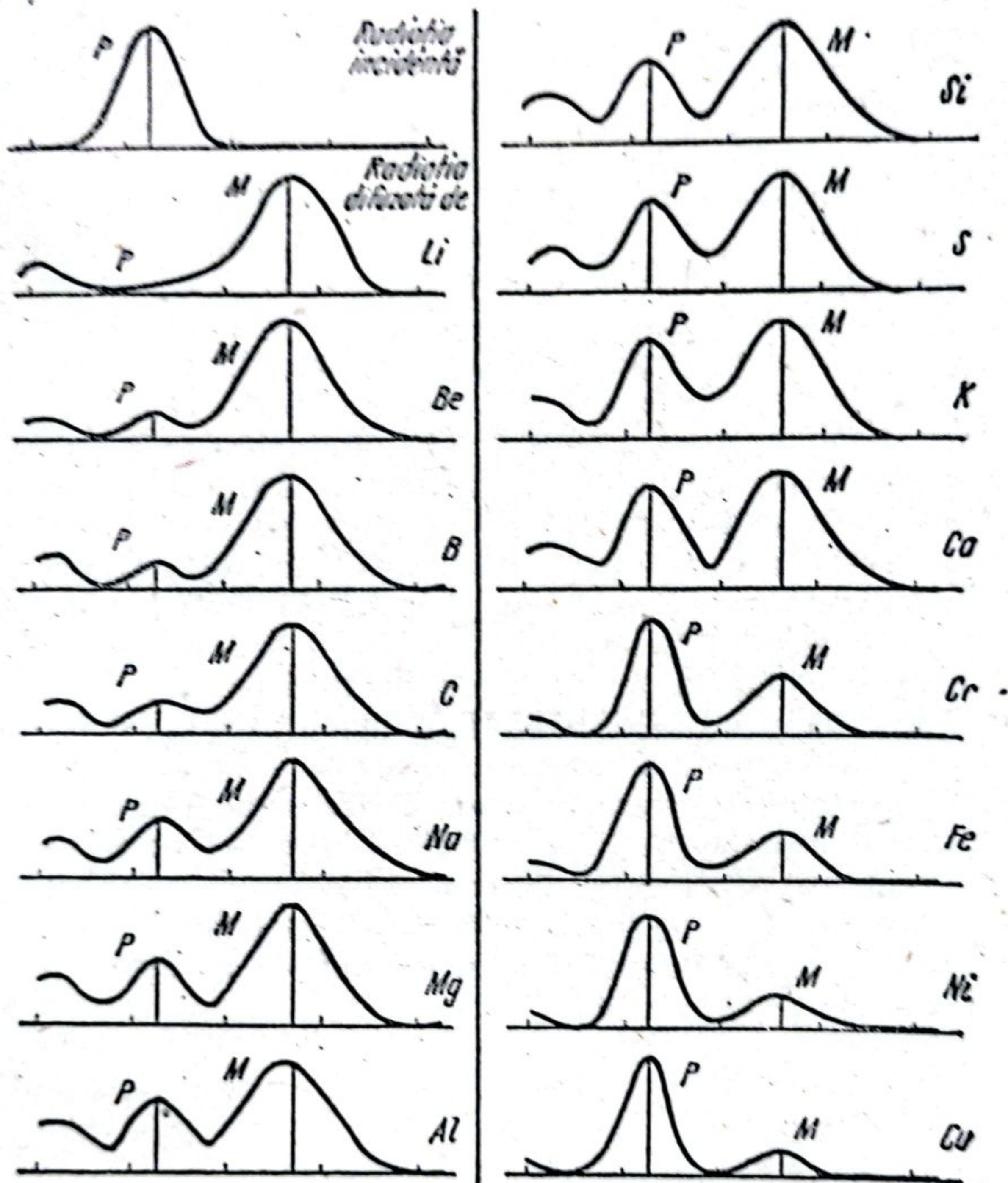


Fig. 65. Spectrul radiației *X* incidente și al radiațiilor difuzate sub același unghi de diferite elemente, așezate în ordinea crescîndă a greutăților atomice.

tuată s-a presupus că electronul care produce difuzia este liber, deoarece energia fotonului incident este mult mai mare decît energia de legătură a electronului.

Într-adevăr, dacă ne referim la cazul experienței lui Compton, energia de legătură a electronului din atomul de hidrogen are valori de pînă la 10 eV. Reamintim că prin energia de legătură a unui electron se înțelege energia care îi este necesară pentru a se „separa" de atomul de care aparține, devenind astfel liber. Pentru alți atomi, acea energie de legătură are valori de pînă la 100 eV. Chiar și în cazul cel mai defavorabil, energia de legătură a unui electron este mult mai mică decît cea a unui foton, care în cazul experienței lui Compton, are o valoare de aproximativ 20 keV.

În domeniul vizibil, energia unui foton este mult mai mică, datorită frecvenței mult mai scăzute, fiind de ordinul a 10 eV. În acest caz, energia fotonului este comparabilă cu energia de legătură a electronului, din care cauză ipoteza electronului liber își pierde valabilitatea. Electronul rămîne legat de atomul de care aparține și, în consecință, repetînd aceleași raționamente cu cele din cazul efectului Compton pentru electroni puternic legați, rezultă că fotonul difuzat are aceeași frecvență.

Dealtfel, chiar dacă electronul ar fi liber, tot nu s-ar putea observa efectul Compton, în domeniul vizibil, datorită variației foarte mici a lungimii de undă, variație care ar depăși posibilitățile experimentale de măsură. Într-adevăr, dacă radiația incidentă are $\lambda = 4\,000 Å$ (ceea ce corespunde cazului cel mai favorabil și anume regiunii violete extreme), deplasarea lungimii de undă reprezintă abia 0,001%. Pentru radiațiile X de duritate medie (cu $\lambda = 0{,}5$ Å), această deplasare este de aproape 10%.

VERIFICAREA IPOTEZELOR LUI COMPTON

Rezultatele considerațiilor teoretice pe care le-am prezentat sînt foarte bine verificate experimental. Aceasta nu înseamnă însă că putem afirma cu certitudine că ipotezele pe baza cărora s-au efectuat calculele corespund realității

fizice. Într-adevăr, se poate întîmpla ca pornind de la ipoteze diametral opuse să se ajungă la aceleași rezultate, bine verificate experimental. Ne aducem aminte că o asemenea situație am întîlnit-o și la studiul fenomenelor de refracție. Cu această ocazie (vezi volumul *Lumina — undă electromagnetică?* pp. 33—39), s-a arătat că aceeași expresie a legii refracției se obține atît pornind de la ipoteza că lumina are o natură ondulatorie cît și de la ipoteza opusă conform căreia ea ar avea un caracter corpuscular. Este adevărat că cele două ipoteze conduseseră la aceeași expresie a legii refracției, însă ele „intrau în conflict" în ceea ce privește viteza de propagare a luminii prin mediile transparente. Într-adevăr, ipoteza ondulatorie ajungea la concluzia că viteza luminii într-un mediu este mai mică decît cea în vid, în timp ce ipoteza corpusculară la concluzia inversă. Măsurătorile experimentale, efectuate însă în acest caz mult prea tîrziu, dăduseră cîștig de cauză ipotezei ondulatorii, a cărei valabilitate este pusă sub semnul îndoielii de fenomenele pe care le studiem.

De aici rezultă că nu ne putem mulțumi numai cu această simplă verificare experimentală, ci trebuie să studiem acest fenomen mai aprofundat.

Esențialul în raționamentele lui Compton este că în acest fenomen intervine numai un singur foton din fasciculul incident de raze X, foton care se ciocnește cu un singur electron. Aceasta ne permite să tragem concluzia că razele incidente au un caracter corpuscular.

Această afirmație apare mult mai clar dacă facem o comparație între modalitățile cum explică teoria corpusculară și respectiv teoria ondulatorie fenomenul de difuzie. În acest scop, vom considera o situație ideală în care un electron aflat inițial în repaus este „iradiat" cu un fascicul de raze X.

Vom începe cu explicația oferită de teoria corpusculară. În acest caz, razele incidente reprezintă un flux de corpusculi cu caracteristicile pe care le-am prezentat. În urma unei prime „ciocniri", electronul capătă un impuls sub acțiunea căruia începe să se deplaseze în aceeași direcție și sens cu fluxul incident. Evident, datorită ciocnirii, impulsul electro-

nului va prezenta o variație sub forma unui salt. Urmează a doua ciocnire. Înainte de ciocnire atît electronul cît și fotonul care îl ciocnește au vitezele îndreptate în aceeași direcție și sens. În consecință, electronul își păstrează direcția și sensul de mișcare, iar impulsul său va prezenta o variație, de asemenea sub forma unui salt. Același caracter al variației impulsului se păstrează și în cazul în care electronul este ciocnit simultan de doi sau mai mulți fotoni. În concluzie, *pe baza teoriei corpusculare rezultă că electronul începe să se deplaseze în direcția și sensul fasciculului incident, iar impulsul său variază prin mici salturi* (vezi fig. 66).

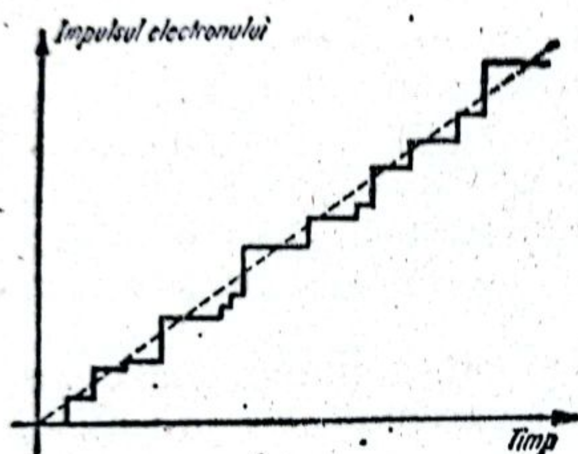


Fig. 66. Variația impulsului unui electron aflat inițial în repaus sub acțiunea unui fascicul de raze *X*. Cu linie plină a fost desenată curba care rezultă din teoria corpusculară, iar cu linie întreruptă cea din teoria ondulatorie.

Să urmărim explicația aceluiași fenomen, însă pe baza teoriei ondulatorii. În acest caz, fasciculul incident reprezintă o undă plană. Pentru a putea explica fenomenele care au loc, trebuie să considerăm un fenomen binecunoscut din acustică: *efectul Doppler*. Din studiul fenomenelor acustice se știe că un observator, pe care îl presupunem fix, sesizează oscilații de frecvențe diferite în situația în care izvorul acestor oscilații este în repaus, respectiv în mișcare. Astfel, dacă o sursă sonoră se deplasează înspre un observator, atunci acesta sesizează o oscilație de frecvență mai mare, față de cazul în care sursa este în repaus. Acest fenomen își are corespondentul său în optică. Bineînțeles în optică efectul Doppler prezintă anumite particularități caracteristice. Esențialul rămîne însă același: în cazul în care izvorul oscilațiilor este în mișcare față de un observator fix, apare o

variație a frecvenței față de situația în care izvorul ar fi în repaus.

Să revenim la cazul electronului iradiat de o undă plană. Conform teoriei lui Maxwell-Lorentz, electronul iradiat absoarbe energie electromagnetică de la radiația incidentă. O parte din energia absorbită o remite sub forma unei radiații de aceeași frecvență. Radiația reemisă de electron reprezintă radiația difuzată. Un observator care s-ar deplasa cu aceeași viteză ca și electronul ar sesiza o frecvență a radiației difuzate egală cu cea a undei incidente. Observarea radiației difuzate se face însă cu dispozitive experimentale care păstrează o poziție fixă față de punctul în care electronul se afla inițial în repaus. În consecință, dispozitivele experimentale sesizează o radiație difuzată de frecvență diferită.

Acesta este mecanismul care explică modificarea frecvenței radiației difuzate. În ceea ce privește electronul, acesta, *sub acțiunea radiației incidente suferă o accelerare continuă și progresivă*, manifestată printr-o curbă de variație a impulsului de forma unei linii drepte, ca cea reprezentată punctat în fig. 66.

Teoria ondulatorie prevede un transfer continuu și progresiv de impuls către electron, în timp ce teoria corpusculară prevede un transfer discontinuu și instantaneu.

O asemenea experiență idealizată, în care am putea pune în evidență modul cum variază impulsul electronului, nu se poate realiza practic.

Aceasta nu înseamnă însă că nu putem să obținem dovezi experimentale noi, chiar în cazul efectului Compton, asupra valabilității sau nevalabilității ipotezei privind caracterul corpuscular al razelor X.

Într-adevăr, în conformitate cu teoria corpusculară, electronul care s-a ciocnit cu fotonul incident și pe care îl vom denumi *electron de recul*, trebuie să fie deviat simultan cu fotonul. Electronul de recul și fotonul difuzat trebuie să apară simultan. Din contra, teoria ondulatorie arată că pentru a fi deviat, electronul de recul trebuie să acumuleze în mod treptat energie de la fasciculul incident de radiații, ceea ce înseamnă că devierea electronului are loc mai tîrziu decît emisiunea radiației difuzate.

Pentru a determina dacă electronul de recul și fotonul difuzat apar simultan, *Walter Bothe* (1891—1957) și *Hans Geiger* (1881—1945) au efectuat o experiență a cărei schemă este reprezentată în fig. 67.

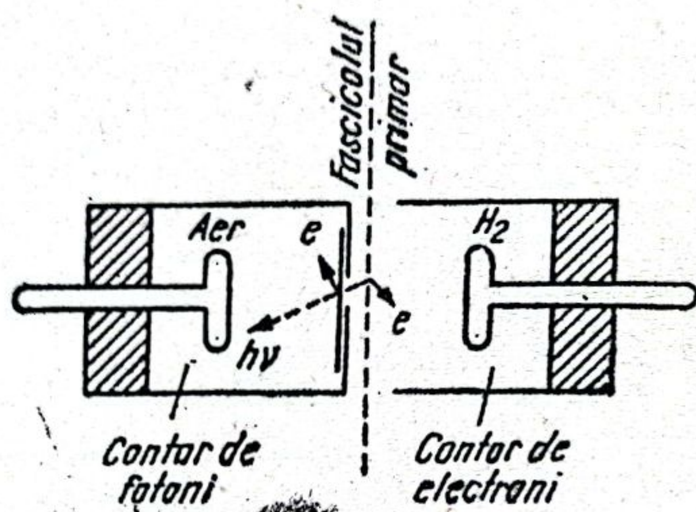


Fig. 67. Schema experienței lui Bothe și Geiger pentru determinarea momentelor în care apar electronul de recul și fotonul difuzat.

Înainte de a descrie această experiență este necesar să prezentăm un dispozitiv experimental utilizat pe scară largă în fizică și anume contorul Geiger-Müller.

Un contor Geiger-Müller reprezintă, în esență, un condensator cilindric format dintr-un fir central foarte subțire și un cilindru metalic exterior (vezi fig. 68). Aerul din interiorul contorului este evacuat, iar în locul lui se introduc diferite gaze, în funcție de scopul pentru care este construit. Între cei doi electrozi se aplică o tensiune continuă de la o sursă *E* de alimentare. În serie cu sursa de alimentare se conectează o rezistență *R* de valoare mare.

Dacă în interiorul contorului nu pătrunde nici un agent ionizant, atunci curentul debitat de sursa de alimentare este practic nul.

Să presupunem că în interiorul contorului pătrunde un agent ionizant, de exemplu particule încărcate electric (electroni). Sub acțiunea acestor particule, un număr din atomii gazului de umplere se ionizează, formîndu-se cu precădere ioni pozitivi (atomi care au pierdut electroni) și electroni liberi. Ionii pozitivi și electronii liberi, fiind accelerați de cîmpul electric creat de tensiunea de alimentare, achiziționează suficientă energie pentru ca prin ciocniri cu

atomii gazului de umplere să formeze noi ioni. Aceștia, la rîndul lor, dau naștere la noi ioni, creîndu-se astfel o avalanșă. Curentul debitat de sursa de alimentare a contorului începe astfel să crească.

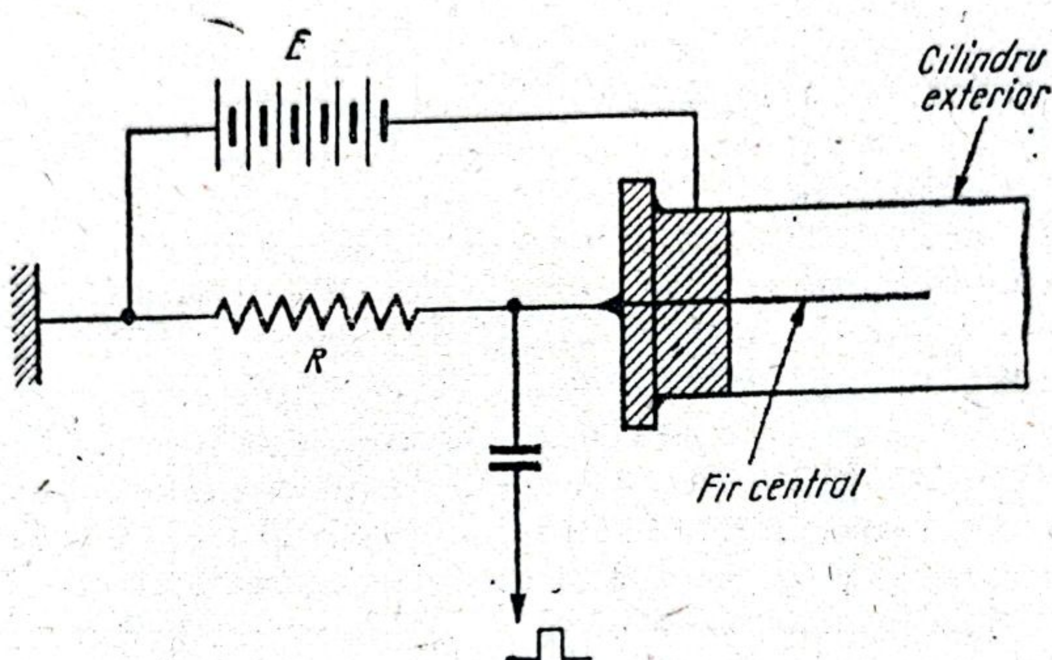


Fig. 68. Schema unui contor Geiger-Müller.

Creșterea curentului debitat de sursa de alimentare determină o mărire a căderii de tensiune pe rezistența *R* din circuitul de alimentare, ceea ce are ca efect micșorarea tensiunii aplicate contorului. Se aleg astfel parametrii contorului și ai circuitului de alimentare încît scăderea tensiunii aplicate contorului să oprească avalanșa. După ce avalanșa s-a oprit, tensiunea pe contor devine din nou aproximativ egală cu tensiunea sursei de alimentare. Rezultă că trecerea unui agent ionizant prin contor determină apariția unui impuls la bornele rezistenței *R*. În acest mod se poate pune în evidență trecerea unui singur agent ionizant prin contor.

Să revenim la experiența lui Bothe și Geiger. În interiorul unei incinte (care nu a fost reprezentată) umplută cu hidrogen, s-au introdus doi contori. Incinta are un mic orificiu prin care pătrunde un fascicul primar de raze *X*. Razele *X* sînt difuzate de către atmosfera de hidrogen din interiorul

incintei. S-a ales hidrogenul, deoarece acesta absoarbe relativ puțin razele X, însă le difuzează intens.

Natural, pentru a putea pune în evidență momentele în care apar electronii de recul, respectiv fotonii difuzați, trebuie ca unul din contori să reacționeze numai la electroni, iar celălalt numai la fotoni. În acest scop, contorul din stînga este închis cu o foiță de platină și umplut cu aer. Acest contor nu reacționează la electronii de recul, deoarece ei sînt absorbiți de foița de platină. El reacționează însă la fotoni, deoarece ei pot smulge un electron din foița de platină, din atomii de aer din interiorul contorului sau chiar din pereții contorului. Conțorul din dreapta, care este deschis, este umplut cu hidrogen. Acest contor nu reacționează la fotoni, deoarece, așa după cum s-a arătat, hidrogenul absoarbe foarte puțin fotonii care prin efect fotoelectric ar putea da naștere la electroni. În schimb, el reacționează foarte puternic la electronii de recul, care ionizează hidrogenul din interiorul său.

Fenomenele care se petrec sînt ușor de urmărit. Fasciculul X primar este difuzat de către hidrogenul din spațiul dintre cei doi contori. Apar astfel electronii de recul și fotonii difuzați. Fotonii difuzați sînt detectați de contorul din stînga, iar electronii de recul de cel din dreapta. Evident, nu toți electronii de recul și nu toți fotonii difuzați vor putea fi detectați de cei doi contori.

Dacă fotonii difuzați și electronii de recul apar simultan, atunci ar trebui să apară numeroase coincidențe între momentele în care cei doi contori furnizează impulsuri. Desigur, alături de aceste coincidențe, cei doi contori mai pot furniza și impulsuri care nu sînt în coincidență, deoarece ei pot detecta numai electronul de recul sau numai fotonul difuzat.

Dacă electronul de recul și fotonul incident nu apar simultan, atunci ar trebui să nu apară coincidențe. În realitate, și în acest caz apar coincidențe accidentale, de exemplu, între un electron de recul emis mai tîrziu într-un proces elementar și un foton difuzat apărut în urma altui proces elementar care a avut loc anterior, la un interval de timp egal cu timpul necesar electronului să acumuleze energie,

în conformitate cu teoria ondulatorie. Evident, în acest caz numărul coincidenţelor accidentale este foarte mic.

Cercetările experimentale foarte minuţioase ale lui Bothe şi Geiger au arătat, pe baza unui calcul statistic, că la 150 000 de cazuri în care electronul de recul şi fotonul difuzat apar simultan, se realizează un singur caz în care apariţia lor nu e simultană.

Se poate deci trage concluzia fermă că *electronul de recul şi fotonul difuzat apar simultan.* Electronului nu îi este deci necesar un anumit timp pentru a acumula energie. În consecinţă, această experienţă infirmă ipoteza conform căreia radiaţiile *X* ar avea o natură ondulatorie.

Desigur, cea mai concludentă demonstraţie ar fi o experienţă în care s-ar putea verifica în mod nemijlocit consecinţele aplicării legilor de conservare ale impulsului şi energiei unui proces elementar de difuzie, considerat a fi o ciocnire dintre un electron şi un foton, pentru diferite condiţii experimentale. Într-adevăr, dacă o asemenea experienţă se soldează cu o concluzie afirmativă, atunci obţinem cea mai convingătoare dovadă în favoarea ipotezei corpusculare, deoarece ipoteza ondulatorie nu este capabilă să explice prin nici un mecanism de ce radiaţiile *X* incidente reacţionează nu cu toţi electronii, ci numai cu o parte din ei, o undă fiind, datorită naturii ei, un proces care afectează un volum relativ mare din spaţiu.

O asemenea experienţă a fost efectuată de către *Compton şi Simon*, apoi într-o variantă mai perfecţionată de către *Crane, Gartner şi Thurin*. Aceste experienţe au avut ca scop verificarea relaţiei dintre unghiul sub care este difuzat fotonul şi unghiul sub care se deplasează electronul de recul, relaţie dată de teoremele conservării impulsului şi energiei.

Experienţa lui Compton şi Simon a fost efectuată cu ajutorul unui alt dispozitiv utilizat pe scară largă în fizica experimentală — *camera cu ceaţă* sau *camera lui Wilson*.

Cercetările lui Wilson privitoare la condiţiile în care se formează ceaţa au fost prezentate în paragraful consacrat razelor catodice. Pe baza acestor cercetări, Wilson a construit,

în 1912, dispozitivul din fig. 69, cu ajutorul căruia pot fi vizualizate traiectoriile particulelor ionizante. Camera propriu-zisă D are forma unui cilindru. Partea superioară A a camerei este realizată dintr-un material transparent. Partea inferioară B a camerei reprezintă un piston de forma unui cilindru foarte plat. Spațiul T de sub cilindru este pus în legătură, printr-un robinet C, cu un balon G în care, cu

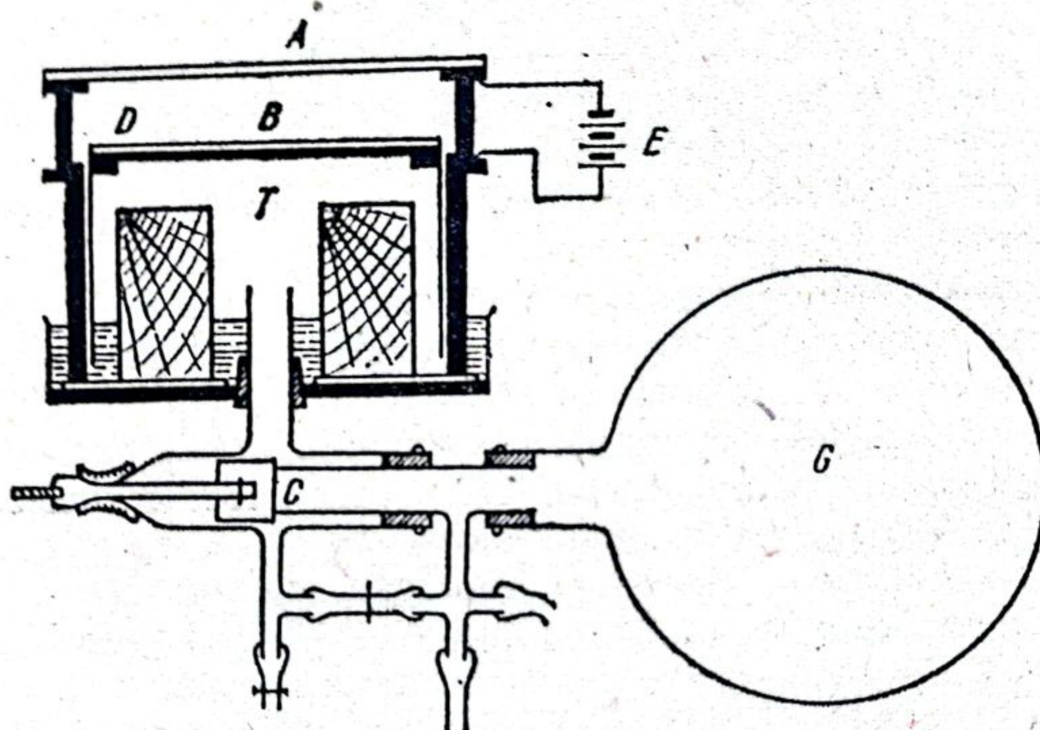


Fig. 69. Schema camerei lui Wilson.

ajutorul unei pompe, se face vid. Dacă robinetul C se deschide, atunci cilindrul B se deplasează rapid în jos, producînd astfel o mărire bruscă a volumului camerei D propriu-zise. Camera D este umplută cu vapori de apă, vapori de alcool etilic sau metilic, sau cu un amestec de asemenea vapori la o presiune convenabilă, astfel încît mărirea bruscă a volumului să-i transforme în vapori suprasaturanți. Reamintim că ionii joacă în acest caz rolul unor centre de condensare, în jurul lor formîndu-se mici picături de apă. Spre a se evita condensarea vaporilor pe ionii care sînt inițial în

cameră, se crează, cu ajutorul unei baterii electrice E un cîmp electric care îi colectează.

Dacă imediat după detentă, adică după mărirea bruscă a volumului, camera este străbătută de o particulă ionizantă, atunci de-a lungul traiectoriei sale, se formează o dîră constituită din picături fine de apă. În acest mod, traiectoria devine vizibilă și poate fi fotografiată, evident în cazul în care camera este iluminată în mod corespunzător. În anii următori, acestei construcții i s-au adus numeroase perfecționări, pe care nu le vom prezenta.

Ideea lui Compton și Simon consta în a vizualiza, cu ajutorul camerei lui Wilson, direcțiile pe care le au electronul de recul și fotonul difuzat, după ciocnire. Observarea traiectoriei electronului de recul nu ridică nici o problemă, deoarece în drumul său el produce numeroase ionizări ale aerului. Fotonul însă produce mult mai puține ionizări ale aerului. Din această cauză traiectoria sa nu poate fi observată în mod direct.

Din fericire, fotonul difuzat poate să fie absorbit de un atom component din cameră, care, prin efect fotoelectric, emite un fotoelectron. Acest fotoelectron lasă o dîră în camera cu ceață. Traiectoria fotonului poate fi deci determinată trasînd linia care pleacă din punctul în care începe traiectoria electronului de recul și care ajunge în punctul de unde începe traiectoria fotoelectronului. Rămîne o oarecare nedeterminare generată de faptul că nu se pot combina, cu certitudine, între ele, traiectoriile electronilor de recul și ale fotonilor difuzați. Singurul criteriu care ne permite să cuplăm două traiectorii este determinat de condiția ca unghiurile lor față de direcția fasciculului X incident să satisfacă relația dedusă din legea conservării impulsului și energiei, adică tocmai ceea ce vroiam să verificăm. Rezultatele cercetărilor experimentale au arătat că apare un număr de combinații între traiectoriile electronilor de recul și ale fotonilor difuzați, care satisfac legile de conservare ale impulsului și energiei, număr care întrece cu mult pe cel al coincidențelor întîmplătoare. Se poate deci afirma că această experiență constituie o dovadă în favoarea ipotezei corpusculare a naturii razelor X.

IMPULSUL FOTONULUI

Efectul Compton a pus în evidență încă o dimensiune a fotonului, aceea de a avea nu numai energie, dar și impuls. Dacă fotonul posedă impuls, atunci rezultă că acesta trebuie să-și facă simțită prezența în toate fenomenele, în particular și în cazul efectului fotoelectric. Luarea în considerare a impulsului, în acest caz, nu aduce nici o informație suplimentară. Într-adevăr, în cazul efectului fotoelectric, fotonii cedează impulsul lor plăcuței metalice pe care cad, plăcuță care, datorită masei foarte mari în comparație cu cea a fotonilor, capătă un „recul" neglijabil.

În alte fenomene, cum ar fi în cazul presiunii luminii, impulsul fotonului joacă un rol esențial. Într-adevăr, să considerăm un flux de lumină care cade normal (perpendicular) pe o oglindă metalică. Dacă considerăm oglinda metalică infinit grea, atunci, după ciocnire, fiecare foton va avea impulsul egal și de semn contrar. Oglinda rămîne, după ciocnire, în repaus datorită masei sale foarte mari. În consecință, fiecare foton cedează oglinzii un impuls egal cu $2p = 2h\nu/c$. Dacă în unitatea de timp și pe unitatea de suprafață a oglinzii cad N fotoni, atunci acest flux de lumină exercită presiunea $2Nh\nu/c$. Avînd în vedere că energia unui foton este $E = h\nu$, rezultă că presiunea luminii are valoarea $2\Phi/c$ în care $\Phi = Nh\nu$ reprezintă cantitatea de energie transportată de fasciculul luminos în unitatea de timp și pe unitatea de suprafață normală pe direcția de propagare.

Un rezultat identic se obține și în cazul în care se calculează presiunea luminii cu ajutorul teoriei ondulatorii. Reamintim că presiunea luminii a fost măsurată experimental în anul 1901 de către Piotr N. Lebedev cu ajutorul unei experiențe foarte ingenioase (vezi *Lumina — undă electromagnetică?*, p. 244), obținîndu-se un rezultat concordant cu cel calculat cu ajutorul teoriei ondulatorii. Din această experiență nu se poate trage concluzia că lumina este o undă electromagnetică, cum se credea în acea vreme, deoarece și teoria corpusculară conduce la un rezultat identic.

ALTE DOVEZI ÎN FAVOAREA NATURII CORPUSCULARE A RADIAȚIILOR X

Proprietățile corpusculare ale radiației X pot fi puse, relativ ușor, în evidență, experimental, datorită energiei mult mai mari pe care o are un foton X, în comparație cu energia pe care o are, de exemplu, un foton corespunzător radiațiilor vizibile.

Din această cauză, acțiunea unui foton individual este relativ ușor de pus în evidență în cazul razelor X și foarte greu, practic imposibil, cel puțin după cunoștințele autorului, în cazul radiațiilor vizibile. Astfel, cînd se fac experiențe cu radiații vizibile, datorită sensibilității insuficiente a aparatelor de detecție, sînt întotdeauna prezenți un număr relativ mare de fotoni care prin efectul rezultant pe care îl produc „maschează" acțiunea unui foton component.

Utilizînd posibilitățile pe care le oferă radiațiile X, *Bothe* și-a pus problema să determine experimental *modul cum se propagă aceste radiații*. Schema experienței lui Bothe este reprezentată în fig. 70. În centrul unei incinte în care au fost introduși doi contori Z_1 și Z_2, se află o plăcuță F de fier sau de cupru. Această plăcuță este iradiată cu un fascicul de raze X în direcția săgeții, prin fereastra P din partea superioară. Plăcuța de fier sau de cupru prezintă fenomenul de fluorescență de raze X, adică absoarbe radiațiile X incidente și emite la rîndul său radiații X. În consecință, plăcuța de fier sau de cupru reprezintă sursa radiațiilor X.

Dacă radiațiile X ar avea o natură ondulatorie, atunci ele s-ar propaga sub forma unor unde sferice. În acest caz, contorii ar trebui să furnizeze impulsuri în aceleași momente de timp, presupunînd că energia transportată de unde este suficientă pentru amorsarea descărcării, sau să nu furnizeze nici un impuls, cînd energia undei este prea mică.

Din contra, dacă radiațiile X ar avea o natură corpusculară, atunci ele s-ar propaga sub forma unor fotoni, care se deplasează cînd într-o direcție, cînd într-alta. În consecință, contorii ar trebui să furnizeze impulsuri în momente

de timp întîmplătoare, evident cu excepția unor coincidențe, puține la număr.

Experiența a arătat că impulsurile furnizate de contori sînt întîmplătoare, iar numărul coincidențelor accidentale este egal cu cel care rezultă din considerente statistice.

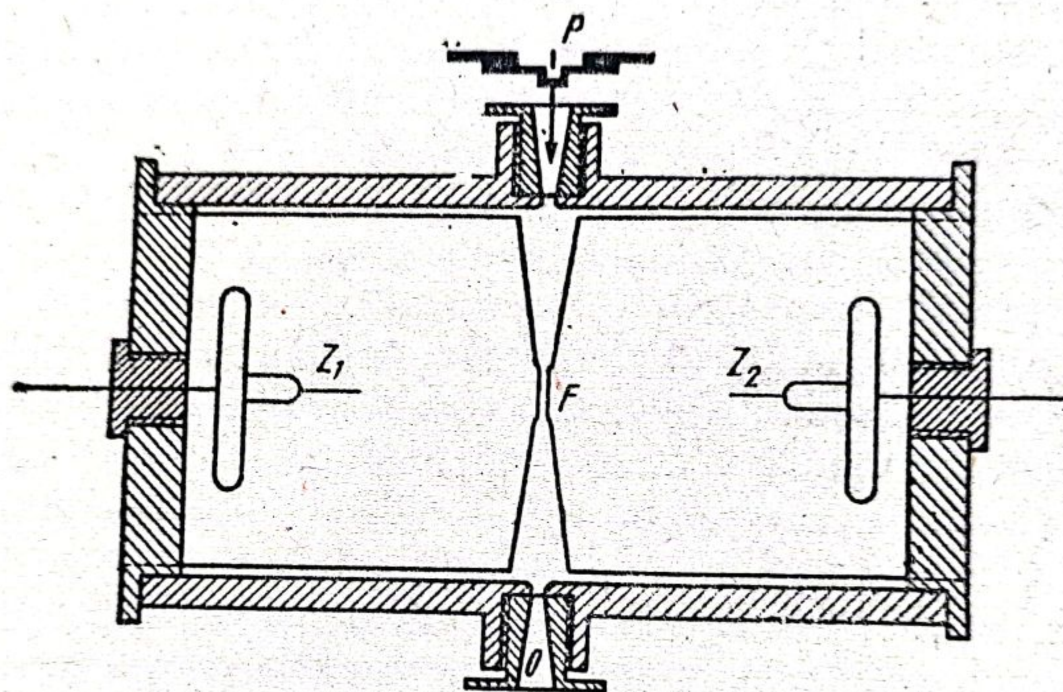


Fig. 70. Schema experienței lui Bothe de determinare a modului de propagare a razelor *X*.

Din această experiență se poate trage concluzia nu numai că energia este emisă sub formă de cuante, adică în fond de fotoni, ci și că aceste granule de energie nu se „dizolvă" pe măsură ce se propagă.

RADIAȚIILE γ

Descoperirea radiațiilor Röntgen a determinat o extindere a spectrului radiațiilor electromagnetice înspre frecvențele înalte. La numai un an, adică în 1896, este descoperit un nou fenomen — *radioactivitatea* — care va determina, de asemenea, o extindere a spectrului, tot înspre frecvențele înalte. Cu această ocazie, *dualismul undă-corpuscul* se va adînci, radiațiile γ, nou descoperite, avînd mai degrabă un caracter corpuscular, decît ondulatoriu.

DESCOPERIREA RADIOACTIVITĂȚII

Radiațiile X constituiau obiectul cercetărilor multor fizicieni.

Pe *Henri Becquerel* (1852—1908), care în acea perioadă era pasionat de studiul luminescenței, l-a intrigat faptul că, după cum arătase însuși Röntgen și după cum putuse el însuși să verifice, porțiunea din sticla tubului de raze X pe care cădea fasciculul de electroni devenea luminescentă și, în același timp, emitea o radiație invizibilă, penetrantă, capabilă să înnegrească placa fotografică și să producă chiar luminescența unui ecran cu sulfură de zinc. De aici, el a tras concluzia că trebuie să existe o legătură între fenomenele de luminescență și razele X. S-ar putea, s-a gîndit Becquerel, ca substanțele luminescente să emită raze X.

Dintre toate substanțele cunoscute în acea vreme, care deveneau luminescente prin simplă iradiere cu lumină vizibilă și care se aflau în bogata sa colecție, Becquerel alege întîmplător cîteva cristale bine formate de *alaun de potasiu și uraniu* [$UK\ (SO_4)_2 \cdot 12\ H_2O$] alegere care, după cum vom vedea, s-a dovedit a fi norocoasă.

Pentru a-și verifica ideea, Becquerel a luat o placă fotografică pe care a învelit-o într-o hîrtie neagră, a pus peste ea un cristal de alaun de potasiu și uraniu și apoi a expus ansamblul direct la lumina solară, timp de cîteva ore. După developarea plăcii fotografice, Becquerel constată cu satisfacție că regiunea care a fost sub cristalul de alaun a fost impresionată. Din această experiență, Becquerel trage concluzia să sub acțiunea luminii solare cristalul de alaun devine nu numai luminescent dar și un emițător de o radiație capabilă să străbată hîrtia neagră și să impresioneze o placă fotografică.

Această concluzie a fost însă infirmată, se pare, datorită unui concurs fericit de împrejurări. În zilele următoare vremea a fost închisă, cerul fiind acoperit de un strat gros de nori. Becquerel a fost nevoit să-și întrerupă experiențele. El a pus cristalul de alaun împreună cu placa fotografică, pe care intenționa să o utilizeze într-o experiență viitoare, într-un sertar, unde au stat cîteva zile împreună. La reluarea experienței, Becquerel a avut ideea să developeze placa fotografică. Spre surprinderea sa, a constatat că placa fusese impresionată, cu toate că alaunul nu fusese expus luminii solare. Pentru Becquerel era clar că expunerea la lumina solară nu mai era necesară și că originea acestei radiații necunoscute trebuie căutată în însuși cristalul de alaun.

Și, într-adevăr, Becquerel constată, pe de o parte, că un cristal de alaun de uraniu neluminescent impresionează placa fotografică în aceeași măsură ca și un cristal de alaun de uraniu și potasiu luminescent, iar pe de altă parte, cristale luminescente care nu conțin uraniu, cum ar fi de exemplu sulfura de calciu etc., nu produc înnegrirea plăcii fotografice. Luminescența nu poate fi deci cauza radiației emisă de alaunul de uraniu.

În continuare, Becquerel constată că toți compușii uraniului emit această radiație necunoscută, indiferent dacă prezintă sau nu fenomenul de luminescență. Din aceste experiențe, Becquerel trage concluzia că originea acestor radiații trebuie căutată în atomii de uraniu. Becquerel descoperă astfel fenomenul pe care *Maria Sklodowska-Curie* (1867—1934) avea să-l denumească *radioactivitate*.

Razele emise de către atomii de uraniu au căpătat denumirea de *raze uranice* sau *raze Becquerel*. *Ca dată de naștere a radioactivității trebuie considerată ziua de 24 februarie 1896* cînd Becquerel a comunicat Academiei de Științe din Paris proprietatea pe care o au atomii de uraniu de a emite radiații invizibile, capabile de a impresiona o placă fotografică.

Se pare că acest fenomen fusese deja descoperit în anul 1867 de către *Abel Niepce de Saint-Victor* (1805—1870), care, însă, nu i-a acordat atenția cuvenită. Mai mult, se pare că unii fizicieni cunoșteau această proprietate a alaunului de uraniu și potasiu, astfel încît ei își țineau plăcile fotografice departe de aceste cristale.

În general, problemele de prioritate științifică sînt foarte delicate, chiar în cazul în care chestiunile subiective sînt excluse. O descoperire științifică, pentru a avea calitatea de a fi cu adevărat o descoperire, trebuie să fie prezentată într-o formă clară și precisă, pentru a influența progresul ulterior al științei. O descoperire trebuie deci datată din momentul în care au fost îndeplinite aceste condiții. Nu putem să atribuim o descoperire unei persoane care, la un moment dat, a făcut o observație sau a avut o idee, insuficient studiată sau conturată și care, din acest motiv, nu a avut nici o influență asupra dezvoltării științei, dar care ulterior s-a dovedit a fi importantă.

Dacă adoptăm acest punct de vedere, atunci meritul descoperirii radioactivității îi revine pe drept lui Becquerel, iar observația lui Niepce de Saint-Victor o putem prezenta ca pe o curiozitate istorică.

Desigur, este imposibil să presupunem ce s-ar fi întîmplat dacă norocul nu i-ar fi surîs lui Becquerel în momentul în care și-a ales cristalul luminescent pentru a-și face experiențele. Astfel, el putea tot așa de bine să-și aleagă un cristal

de sulfură de calciu şi să constate că luminescenţa nu produce radiaţii asemănătoare cu cele X, care să fie capabile să impresioneze o placă fotografică. Oare şi-ar fi continuat experienţele cu alte cristale luminescente pînă ar fi ajuns la cele care conţin atomi de uraniu, sau s-ar fi mulţumit cu o singură experienţă? Este o întrebare la care nu putem să răspundem. Aceasta nu înseamnă însă că fenomenul de radioactivitate nu ar fi ajuns să fie descoperit. Desigur, un alt cercetător ar fi observat fenomenul, însă această descoperire ar fi fost întîrziată cu un interval de timp mai mare sau mai mic.

Oare numai atomii de uraniu au proprietatea de a emite raze uranice? a fost întrebarea pe care şi-a pus-o Maria Skłodowska-Curie. Cercetînd bogata colecţie de minerale a Muzeului de Ştiinţe Naturale din Paris, Maria Curie constată că *numai mineralele care conţin atomi de uraniu şi de thoriu au proprietatea de a emite raze Becquerel.*

Un fapt experimental, care poate altor fizicieni li s-ar fi părut fără importanţă, îi atrage atenţia Mariei Curie. Pentru a înţelege acest fapt, este necesar să prezentăm aparatul cu care Maria Curie îşi efectua experienţele. Schema aparatului este reprezentată în fig. 71. Aparatul este, în

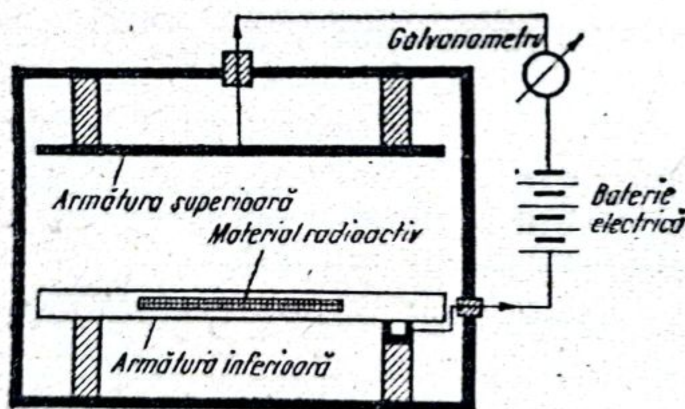


Fig. 71. Schema aparatului cu care Maria Curie a determinat radioactivitatea diferitelor substanţe.

esenţă, un condensator plan, alimentat de la o baterie electrică prin intermediul unui galvanometru, cu ajutorul căruia se poate măsura curentul electric. Pe armătura inferioară a condensatorului se depunea substanţa care urma să fie studiată. Dacă substanţa era radioactivă, atunci razele Becquerel emise ionizau aerul din spaţiul dintre cele două

armături, ceea ce dădea naștere la un mic curent electric, care era măsurat cu ajutorul galvanometrului.

După cum stabilise Becquerel și după cum însăși Maria Curie verificase, radioactivitatea unei substanțe, măsurată prin valoarea curentului, era proporțională cu conținutul în uraniu. Radioactivitatea uraniului era constantă în timp. Ea nu depindea de condițiile exterioare, adică de temperatură, presiune, umiditate etc. și nu putea fi nici mărită, nici micșorată de agenții fizici sau chimici cunoscuți. Aceasta arată că *procesele radioactive au loc într-o regiune profundă a atomului, greu accesibilă*.

Spre surprinderea sa, Maria Curie constată însă că apar unele excepții de la regulă privitoare la proporționalitatea dintre intensitatea curentului electric și conținutul în uraniu. Astfel, mineralul de uraniu denumit *johannită*, care conținea 56% sulfat dublu de cupru și uraniu, prezenta o radioactivitate mai intensă. Pentru a-și da seama de cauza acestui fenomen, Maria Curie prepară pe cale chimică, din substanțe pure, sulfatul dublu de cupru și uraniu și constată că prezintă radioactivitatea la care se aștepta. Un fenomen asemănător prezenta și mineralul de *pechblendă* provenit de la *Jachimov* (Cehoslovacia). La o analiză mai atentă, s-a dovedit că pechblenda prezintă un fenomen și mai curios. După extragerea uraniului din pechblendă, reziduul se dovedește a fi radioactiv, ba chiar mult mai activ decît uraniul pur.

Aceste constatări i-au stîrnit interesul și lui *Pierre Curie* (1859—1906), soțul Mariei Sklodowska-Curie. Pentru a explica aceste constatări, soții Curie propun o ipoteză interesantă — mineralele de uraniu conțin unul sau poate chiar mai multe elemente radioactive, deosebit de intens radioactive, în cantități infime, încît scapă metodelor chimice obișnuite de analiză.

Această presupunere s-a dovedit a fi corectă, căci la 18 iulie 1898 soții Curie anunță identificarea unui nou element chimic, pe care l-au denumit *poloniu*, în cinstea patriei de obîrșie a Mariei Curie. Cinci luni mai tîrziu, mai precis la 26 decembrie, soții Curie împreună cu *Georges Bémont* anunță descoperirea unui nou element radioactiv pe care îl denumesc *radiu*, datorită activității sale foarte puternice.

Într-adevăr, cîteva miligrame de clorură de radiu *($RaCl_2$)* făceau ca un ecran acoperit cu sulfură de zinc să devină luminos, iar această luminozitate se păstra chiar dacă razele traversau o placă de plumb de o grosime apreciabilă.

Descoperirile lui Becquerel și cele ale soților Curie, au stîrnit un interes enorm nu numai în rîndurile oamenilor de știință, dar și în păturile largi ale opiniei publice mondiale, datorită misterului în care rămîneau încă învăluite fenomenele de radioactivitate. Nu este deci de mirare că numeroși fizicieni, de pe toate meridianele, încep să studieze radioactivitatea. Rezultatele nu s-au lăsat prea mult timp așteptate. Astfel, sînt descoperite noi elemente naturale care prezintă proprietatea de a fi radioactive.

În 1899, *A. Debierne* și independent de el *F. Giesel* descoperă, în fracțiunea lantaniferă a reziduurilor de pechblendă, *actiniul*, iar în 1900, același H. Becquerel, în sărurile de uraniu, elementele pe care le-a denumit *uraniu* X_1 și *uraniu* X_2. Tot în 1900, *E. Rutherford* și *Frederick Soddy* (1877–1956) descoperă în sărurile de thoriu un nou element pe care îl denumesc *thoriu X*, iar în gazele radioactive emanate de sărurile de radiu respectiv de thoriu, elementele pe care le-au denumit *emanație de radiu* sau *radon*, respectiv *emanație de thoriu* sau *thoron*.

Noile elemente descoperite au creat mari dificultăți fizicienilor, în ceea ce privește așezarea lor în tabloul periodic al elementelor. Această problemă este soluționată de Soddy care a demonstrat existența izotopilor, adică a atomilor unui aceluiași element, care se caracterizează prin același număr atomic sau de ordine Z, dar care au greutăți atomice A diferite.

RAZE α, β ȘI γ

Imediat după ce au fost descoperite, radiațiile „uranice" au început să fie studiate foarte atent pentru a li se determina natura.

Cu ajutorul unui cîmp magnetic, Becquerel a arătat că radiațiile uranice sînt compuse din două componente, pe care le-a notat cu literele grecești α și β. *Radiațiile* α nu sînt deviate de un cîmp magnetic. Din contra, *radiațiile* β sînt deviate relativ ușor de un cîmp magnetic. Prin metode fotografice, Becquerel a putut să determine raportul e/m al particulelor din care sînt formate razele β, ajungînd la o valoare apropiată de cea a electronilor. Aceleași măsurători au arătat că viteza electronilor are o valoare foarte mare, fiind aproximativ egală cu jumătate din viteza luminii.

Tot în același an, *Paul Villard* (1860—1934) a arătat că ceea ce Becquerel numea radiații α reprezintă în fond un „amestec" de două tipuri de radiații. Una din aceste componente, pentru care el a păstrat denumirea de *radiație* α, are o puternică forță de ionizare, însă este relativ ușor absorbită. Componenta care rămîne după ce radiațiile α au fost „îndepărtate" prin absorbție, prezintă proprietatea de a fi mult mai penetrante decît cele mai dure radiații X cunoscute pe atunci. Această componentă a căpătat denumirea de *radiație* γ.

În 1900 nu exista nici o dovadă că radiațiile α și γ ar fi deviate de un cîmp electric sau magnetic. Din această cauză, experiența lui Rutherford de deviere a particulelor α într-un cîmp magnetic, efectuată în 1903 printr-o metodă ingenioasă, ne stîrnește și astăzi admirația.

Schema experienței este reprezentată în fig. 72. În calitate de sursă de radiații α, Rutherford a utilizat un preparat pe bază de radiu, care, așa după cum s-a arătat, prezintă proprietatea remarcabilă de a fi puternic radioactiv. Radiul prezenta un fenomen interesant: el emana un gaz, numit de către Rutherford și Soddy emanație de radiu sau radon, care la rîndul său era radioactiv, emițînd radiații α. Din această cauză, camera în care se afla preparatul de radiu era închisă în partea superioară cu o foiță de aluminiu, care permitea trecerea radiațiilor α, dar oprea radonul. În această cameră, Rutherford a introdus un șir de plăcuțe paralele de alamă, care au rolul unor colimatoare.

Radiațiile α, după ce au străbătut foița de aluminiu, ajung în partea superioară a dispozitivului experimental, care este un electroscop cu atmosferă de hidrogen, inițial încărcat cu sarcină electrică, pe care îl descarcă datorită proprietății lor de a fi ionizate. În absența unui cîmp magnetic, Rutherford constată că electroscopul prezintă o anumită

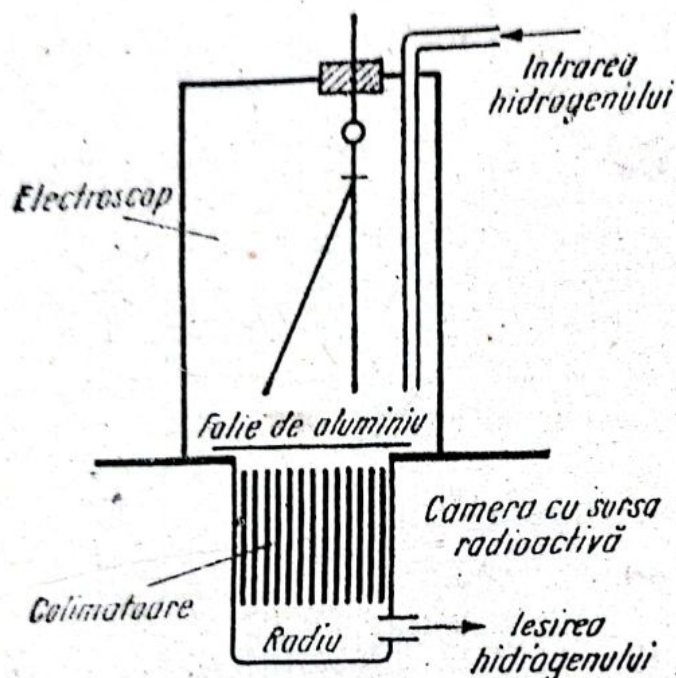


Fig. 72. Schema experienței lui Rutherford de deviere a particulelor α într-un cîmp magnetic.

viteză de descărcare (8,33V într-un minut). Această viteză scade însă foarte mult (la 1,72V într-un minut) dacă se aplică un cîmp magnetic. Scăderea poate fi explicată numai dacă se admite că radiațiile α sînt deviate de un cîmp magnetic.

Pentru a determina semnul sarcinii particulelor din care sînt formate radiațiile α, Rutherford a modificat forma fantelor. Astfel, el a putut să constate că radiațiile α sînt deviate în sens contrar radiațiilor β, ceea ce înseamnă că particulele din care sînt formate sînt încărcate cu sarcină electrică pozitivă.

Toate încercările sale de a pune în evidență o deviere a razelor γ într-un cîmp electric sau magnetic s-au dovedit infructuoase.

Rezultatele experiențelor de deviere a radiațiilor „uranice" de un cîmp magnetic sînt prezentate sugestiv în dia-

grama din fig. 73, care începînd din anul 1903, cînd a fost prezentată pentru prima dată în teza de doctorat a Mariei Sklodowska-Curie, apare aproape în toate manualele și lucrările de fizică. Numai în puține lucrări se arată că devierea radiațiilor α este mult accentuată, ceea ce explică dificultățile pe care a trebuit Rutherford să le învingă.

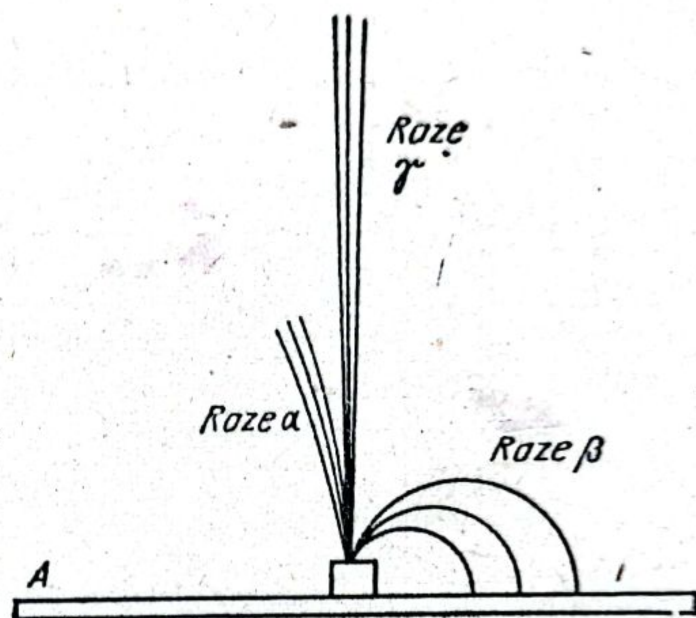


Fig. 73. Devierea razelor α, β și γ într-un cîmp magnetic.

Razele β reprezintă electroni care se deplasează cu o viteză foarte mare. Dar razele α ce natură au? Răspunsul la această întrebare era mai greu de dat, deoarece datorită devierii lor mult mai mici într-un cîmp magnetic, raportul e/m nu putea fi determinat cu o precizie suficientă pentru ca identificarea să nu fie discutabilă. Determinările destul de imprecise arătaseră că raportul e/m are o valoare care ar fi egală cu aproximativ jumătate din cea a hidrogenului.

Rutherford a tras de aici concluzia că razele α ar trebui să fie formate sau din nuclee de hidrogen sau din nuclee de heliu. După cum mărturisește el însuși, înclină mai mult spre cea de a doua alternativă.

După ce, în 1904, *William Ramsay* (1852–1916) și F. Soddy au stabilit *prezența neașteptată a heliului în compușii radiului, Rutherford ajunsese să fie sigur că razele α sînt formate din nuclee de heliu*. Lui Rutherford îi era clar că pentru stabilirea identității particulelor α nu putea utiliza

„arsenalul" tehnicii obişnuite din acea vreme, care consta în a utiliza cîmpuri magnetice sau electrice pentru a măsura raportul e/m sau în a folosi fenomenele de ionizare sau de impresionare a plăcii fotografice.

Rutherford a avut ideea, genială pentru acea epocă, de a utiliza, se pare printre primii, metoda identificării prin analiză spectrală. Desigur, în zilele noastre ideea utilizării analizei spectrale nu conţine nimic neobişnuit, aceasta constituind o metodă obişnuită de analiză. Să nu uităm însă că nu ne aflăm

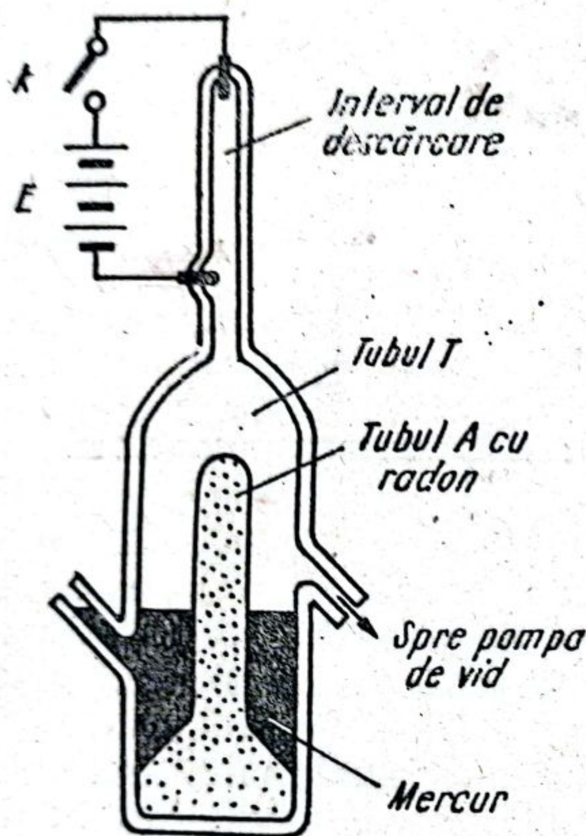


Fig. 74. Schema experienţei lui Rutherford şi Royds de determinare a naturii particulelor α.

în zilele noastre, ci în anul 1908. Este lesne de închipuit ce impresie puternică a produs fizicienilor din acea vreme experienţa lui Rutherford de identificare a naturii razelor α, experienţă care, fără îndoială, este una dintre cele mai frumoase şi convingătoare.

Această experienţă a fost efectuată de Rutherford împreună cu *Thomas Royds*, cu ajutorul dispozitivului din fig. 74.

În tubul interior *A* de sticlă, care are pereţii foarte subţiri, pentru a putea fi străbătuţi de razele α, se introduce gazul

radon. Tubul A este introdus în interiorul unui alt tub T, mai mare, care are la capătul superior doi electrozi metalici, cu ajutorul cărora se poate realiza o descărcare electrică.

Înainte de experiență, se face un vid înaintat în tubul T. Particulele α care se adună în tub dau naștere la atomi de heliu. După două zile de la începerea experienței, Rutherford și Royds au ridicat nivelul mercurului în tubul T, pentru ca heliul astfel format să se adune în regiunea de descărcare. Producînd o descărcare electrică, Rutherford și Royds au constatat, cu ajutorul unui spectroscop, că apare linia galbenă caracteristică heliului. Dacă descărcarea se produce la 6 zile de la începerea experienței, atunci se obține spectrul complet al heliului.

Mai rămînea de stabilit natura radiațiilor γ. După cum arătaseră experiențele, razele γ nu erau deviate nici de cîmpurile electrice, nici de cele magnetice. Se putea trage deci concluzia că ele nu sînt formate din particule încărcate cu sarcină electrică. Nici razele X descoperite cu un an înaintea razelor uranice nu erau deviate de cîmpurile electrice și magnetice. Părea deci natural să se presupună că radiațiile γ au aceeași natură cu razele X. Acest lucru trebuia însă dovedit experimental.

După mai multe încercări s-a reușit să se obțină fenomene de difracție cu raze γ. Astfel, Rutherford și Andrade au utilizat cei dintîi metoda Bragg de interferență prin reflexie pe cristale, pentru studiul razelor X. În cazul radiațiilor γ mai dure, adică cu lungimi de undă mai mici, s-a utilizat metoda cristalului rotitor. Din nefericire, și această metodă s-a dovedit inoperantă pentru unele radiații γ, ceea ce indică faptul că acestea au lungimile de undă mai mici decît cele mai mici lungimi de undă ale razelor X cunoscute.

Pentru a pune în evidență fenomene de difracție cu raze γ foarte dure, este necesară utilizarea rețelelor de difracție mult mai fine decît cele pentru razele X. Apare astfel explicabil de ce, abia în 1949, *J.W.M. du Mond* și colaboratorii săi reușesc să pună la punct un spectrometru de difracție pentru raze γ, utilizînd așa-numita *metodă a cristalului curb*, metodă utilizată de *Cauchois* la razele X. Cu ajutorul acestui

spectrometru se pot măsura lungimi de undă de ordinul a 10^{-10} *cm*.

Evident, lungimea de undă a radiațiilor γ poate fi determinată din relația lui Planck, $E = h\nu$, dacă se cunoaște energia acestora. În cazul radiațiilor γ, este mult mai simplu să se determine energia $h\nu$ și apoi să se calculeze lungimea de undă. S-au elaborat astfel numeroase tipuri de spectroscoape care utilizează acest principiu. Atît timp cît natura nu numai a radiațiilor γ, dar și cea a razelor X sau luminoase, nu este complet elucidată, determinarea lungimii de undă prin intermediul energiei poate fi considerată o operație pur formală, deoarece în aceste măsurători radiațiile se dovedesc a fi mai degrabă corpusculi, decît unde. Desigur, în cazul în care se utilizează spectrometre de difracție, această obiecție nu mai este valabilă.

Avînd în vedere că razele γ au aceeași natură cu razele X, ne-am aștepta ca ele să prezinte proprietăți corpusculare asemănătoare, care pot fi puse în evidență cu ajutorul efectului fotoelectric și, respectiv, Compton.

Efectul fotoelectric produs de către radiațiile γ prezintă cîteva proprietăți caracteristice. Astfel, radiațiile γ pot să smulgă un electron dintr-un atom, care la rîndul său emite radiația X caracteristică, la care se mai adaugă emiterea a încă un electron, numit *electron Auger*. Cum este și normal, acest fenomen este prezent și în cazul radiațiilor X dure.

Efectul Compton, produs de către radiațiile γ, prezintă în general aceleași particularități ca și cel corespunzător razelor X.

GAMA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

Prin descoperirea razelor X și γ, spectrul undelor electromagnetice a fost lărgit în mod considerabil. Gama undelor electromagnetice care cuprinde: *undele hertziene, radiațiile*

infraroșii, *radiațiile vizibile*, *radiațiile ultraviolete*, *razele Röntgen* și *razele* γ, este reprezentată în fig. 75.

După cum se observă, apar suprapuneri între diversele categorii de radiații. Aceste suprapuneri se explică prin aceea că radiațiile electromagnetice au fost clasificate în diverse categorii, nu în funcție de lungimea lor de undă, ci după modul cum sînt generate.

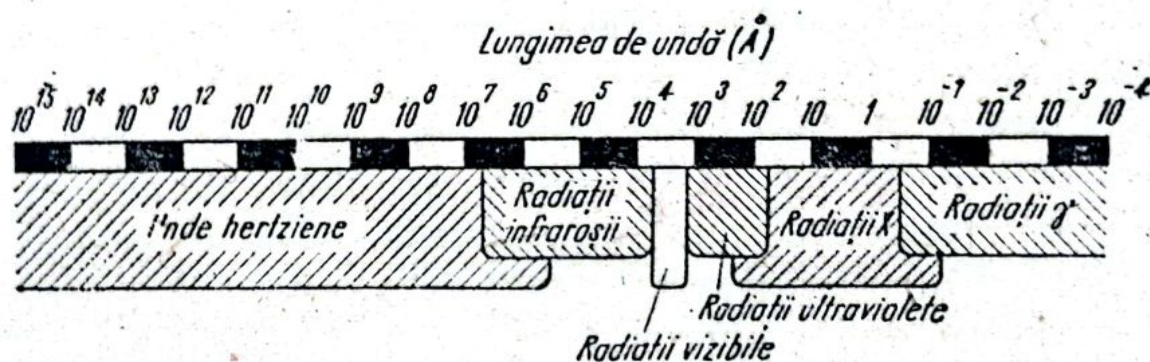


Fig. 75. Gama undelor electromagnetice.

Astfel, datorită perfecționării tehnicii experimentale, se pot genera unde milimetrice și submilimetrice, adică unde care au lungimea de undă de ordinul milimetrilor, respectiv fracțiunilor de milimetru. Unde cu asemenea lungimi de undă radiază însă și corpurile încălzite. Pentru primele s-a păstrat denumirea de unde hertziene, iar pentru celelalte — radiații infraroșii, cu toate că au aceeași lungime de undă.

O suprapunere mai apare și între radiațiile ultraviolete și radiațiile X generate de tuburile Röntgen, care lucrează la tensiuni relativ mici. Și, în acest caz denumirea radiațiilor este atribuită după modul cum au fost obținute; cele ultraviolete cu ajutorul descărcărilor electrice, iar cele X cu ajutorul tuburilor Röntgen.

Prin creșterea tensiunii de accelerare aplicată anodului unui tub Röntgen se pot obține raze X din ce în ce mai dure, adică cu lungimi de undă din ce în ce mai mici. Se pot astfel genera raze X cu lungimi de undă mai mici decît cele ale razelor γ moi. Și în acest caz s-a menținut aceeași convenție: razele generate de tuburile Röntgen, indiferent de lungimea lor de undă, se numesc raze X, iar cele emise de diversele substanțe radioactive, raze γ.

O IDEE STRĂINĂ SPIRITULUI FIZICII CLASICE

În anul 1903, *P. Curie* și *A. Laborde* au descoperit un fenomen care a stîrnit „emoție" în rîndurile fizicienilor, deoarece se părea că violează principiul conservării energiei. Astfel, cei doi cercetători au constatat că *un preparat dintr-o sare extrem de pură de radiu prezintă, în mod permanent, o temperatură constant mai mare decît cea a mediului ambiant.* Cauza acestui fenomen s-a dovedit a fi determinată de generarea constantă de căldură cu un „debit" de 140 calorii pe gram de radiu și pe oră.

Mai tîrziu, în 1908, acest fenomen a fost confirmat de către Rutherford și Geiger, care au reușit să determine experimental numărul de particule α emise într-o secundă și energia unei particule α, cu ajutorul devierii într-un cîmp magnetic, obținînd prin calcule foarte simple același rezultat.

De unde provine această energie care „izvorăște" în mod permanent din preparatul radioactiv? Răspunsul la această întrebare nu era ușor de dat, întrucît măsurătorile făcute la uraniu, thoriu și radiu arătau că debitul energiei era constant în timp și că nu apare nici o modificare măsurabilă a proprietăților preparatelor radioactive. Se părea că în acest caz apare o generare de energie „*ex nihilo*", ceea ce venea în contradicție cu principiul conservării energiei care afirma că: *energia nu poate fi nici creată, nici distrusă, ci numai transformată dintr-o formă într-alta,* principiu de a cărui valabilitate fizicienii nu se îndoiau, deoarece toate faptele experimentale cunoscute pînă atunci îl confirmau.

Pentru a ieși din acest impas, soții Curie au emis ipoteza că energia eliberată de către elementele radioactive provine dintr-un proces de transformare. În acest caz, atomii radioactivi ar absorbi energia mediului ambiant, printr-un mecanism care deocamdată este necunoscut, și ar restitui-o sub formă de energie cinetică a razelor α și β precum și energie electromagnetică a razelor γ.

În ceea ce privește energia absorbită de elementele radioactive, Crookes considera că ea trebuie să fie energia termică

a mediului ambiant. Această ipoteză a fost imediat înlăturată, deoarece, pe de o parte, măsurătorile experimentale au arătat că debitul energiei eliberate de preparatele radioactive era independent de temperatura mediului ambiant, iar pe de altă parte, acest fenomen ar contrazice principiul al doilea al termodinamicii care afirmă că transportul neîntrerupt de căldură de la un izvor rece (mediul ambiant) la un izvor cald (preparatul radioactiv), fără cheltuirea unui lucru mecanic pentru acest transport, este imposibil.

Marie Curie a emis apoi ipoteza că energia transformată de elementele radioactive ar proveni din energia unei radiații necunoscute încă, radiație care este prezentă pretutindeni în univers. Această radiație ar putea fi absorbită numai de substanțele radioactive; celelalte corpuri ar fi „transparente" pentru această radiație. Dacă aceasta ar fi cauza, atunci ar trebui să apară o modificare a debitului energiei eliberate de corpurile radioactive în funcție de distanța la care se află deasupra, respectiv dedesubtul suprafeții pămîntului, ca urmare a variației intensității acestei „radiații universale". Măsurătorile efectuate la altitudini pînă la 3 500 *m*, respectiv la adîncimi de sute de metri (în mine, în tunelul *Simplon*) au dat rezultate negative, ceea ce înseamnă că nu aceasta este explicația corectă.

Atît timp cît debitul de energie era constant în timp, nu se putea pune problema că această energie ar putea proveni din însăși substanța radioactivă. Într-adevăr, nu se putea admite că într-o cantitate finită de substanță este înmagazinată o rezervă infinită de energie, care ar asigura un debit constant în timp.

Iată însă că măsurătorile, mai precise, au arătat că activitatea poloniului, precum și a altor preparate radioactive scade mai rapid sau mai lent în timp. Astfel, de exemplu, s-a constatat că intensitatea radiației β a așa-numitului *uraniu-X*, extras din sărurile de uraniu, scade la jumătate în aproximativ 24 de zile, iar după opt luni de zile se „stinge" aproape complet. Aceste constatări experimentale arătau clar că *în interiorul substanțelor radioactive apar unele tranformări care sînt însoțite de degajare de energie*.

Se confirmase astfel ideea emisă de Rutherford și Soddy, încă din anul 1902, conform căreia *un atom se transformă într-altul după ce a emis o particulă* α *sau* β. Are loc astfel o „*mutație*" dintr-o căsuță a tabloului periodic într-alta, fenomen care a fost denumit *transmutația*. Regulile procesului de transmutație au fost stabilite între anii 1911—1913 de către *A.S. Russel*, *K. Fajans* și *F. Soddy* care au arătat că *emisia unei particule* α *micșorează numărul atomic* Z *al atomului emițător cu două unități, iar cea a unei particule* β *mărește numărul atomic cu o unitate.*

Reamintim că, în perioada anilor 1911—1913, Rutherford a elaborat *modelul planetar al atomului* conform căruia un atom este constituit dintr-un nucleu încărcat cu un număr de sarcini elementare pozitive și un număr egal de electroni cu sarcină elementară negativă, care se rotesc în jurul nucleului și că în 1913, prin legea lui Moseley, s-a stabilit că numărul de sarcini elementare pozitive al nucleului este egal cu numărul atomic Z. În acea perioadă, neutronul nu era cunoscut. El avea să fie descoperit de abia în 1932.

Pe baza faptelor cunoscute se considera că nucleul unui atom cu numărul de ordine Z și numărul de masă A era format din A protoni și $A-Z$ electroni, astfel încît sarcina totală pozitivă să fie egală cu $A-(A-Z)=Z$ unități elementare. Prezența electronilor în nucleu ar explica stabilitatea acestuia. Într-adevăr, dacă nucleul ar fi constituit numai din protoni, atunci forțele de respingere dintre aceste particule încărcate cu sarcini pozitive ar fi foarte mari. Situația se modifică dacă sînt prezenți și electroni cu sarcină negativă, care joacă rolul unui „ciment" de legătură între protoni.

Cu ajutorul *modelului protono-electronic* al nucleului se explică foarte ușor regulile de deplasare: emisiunea unei particule α, care reprezintă un nucleu de heliu format din 4 protoni și 2 electroni, micșorează sarcina pozitivă totală a nucleului atomului emițător cu două sarcini elementare, iar cea a unei particule β, care reprezintă un electron, mărește sarcina pozitivă totală a nucleului cu o sarcină elementară. Deși această regulă a fost stabilită pe baza unui model greșit,

ea este corectă, deoarece este conformă cu datele experimentale.

Radiațiile γ s-au dovedit a nu avea nici o legătură directă cu transmutația elementelor, deoarece ele nu pot determina o modificare a numărului de ordine. După cum a stabilit în 1926, *Lise Meitner*, radiația γ poate să apară numai după ce a avut loc transmutația. În acest caz, atomul nou format își emite surplusul de energie sub forma unor radiații γ.

Regulile de deplasare au permis să se încadreze toate elementele radioactive naturale în trei familiii ale căror elemente generatoare sînt *uraniul*, *protactiniul* și *thoriul*. Aceste elemente, prin dezintegrări radioactive, dau naștere la altele care, la rîndul lor, dacă sînt radioactive dau naștere la altele ș.a.m.d. Cele trei familii au ca produs final *Ra G* (izotop stabil al plumbului cu $A = 206$), *Th D* (izotop stabil al plumbului cu $A = 208$) și *Ac D* (izotop stabil al plumbului cu $A = 207$). Radiul și poloniul fac parte din familia uraniului.

Studiind activitatea diverselor preparate radioactive, *Julius Elster* (1854—1920) și *Hans Friedrich Geitel* (1855—1923) au stabilit experimental în 1899 ca numărul particulelor α sau β, emise într-o secundă, scade exponențial în timp. Pentru caracterizarea acestui fenomen, s-a introdus noțiunea de *timp de înjumătățire* care reprezintă intervalul de timp în decursul căruia numărul particulelor emise scade la jumătate. Timpul de înjumătățire variază între limite foarte largi, de la $1{,}6 . 10^{10}$ *ani* pentru thoriu, pînă la 10^{-4} *secunde* pentru radiu-*C*, iar în unele cazuri chiar mai puțin.

Explicația scăderii în timp a radioactivității a fost dată în 1905 de către *Ernest von Schweidler* (1873—1948). Această explicație a avut o importanță deosebită pentru dezvoltarea ideilor fundamentale ale fizicii, deoarece *pentru prima dată fizicienii au făcut „cunoștință" cu un fenomen despre care nu puteau să „spună" decît că se poate întîmpla cu o anumită probabilitate.*

Într-adevăr, Schweidler a arătat că scăderea în timp a radioactivității se poate explica numai dacă se admite că *din ansamblul atomilor radioactivi, un număr dintre ei suferă în mod spontan o dezintegrare. Dacă considerăm un atom oarecare component, atunci despre acesta nu se poate spune*

12

decît că are o anumită probabilitate de a se dezintegra. Nu se poate deci preciza momentul în care are loc dezintegrarea.

Această constatare contravine spiritului fizicii clasice. În fizica clasică se arată că dacă se cunosc toate legile care guvernează fenomenele ce au loc într-un sistem, precum și condițiile în care se desfășoară aceste fenomene, atunci este posibil, cel puțin în principiu, să se prevadă evoluția în viitor a sistemului, fără a fi necesar să recurgem la ideea de probabilitate.

Într-adevăr, să considerăm, de exemplu, teoria cinetică a gazelor. Situația din acest caz este fundamental diferită de cea din cazul fenomenelor radioactive. Astfel, dacă se cunosc pozițiile și vitezele inițiale ale tututor moleculelor sau atomilor componenți ai unui gaz, atunci putem să obținem, printr-un volum „infernal" de calcule, ce se va întîmpla în momentele următoare. Mai precis, se poate determina cu exactitate traiectoria unei molecule sau atom, momentele în care au loc ciocnirile, variația vitezei etc. Dacă această operație nu se face nici astăzi, în epoca calculatoarelor electronice, aceasta nu se datorește decît faptului că ea nu are nici o importanță din punct de vedere științific, deoarece, ceea ce se întîmplă cu o moleculă sau cu un atom izolat, nu prezintă importanță. Prezintă însă importanță parcursul mediu, numărul mediu de ciocniri, distribuția numărului de molecule sau atomi în funcție de viteză, mărimi pentru calculul cărora nu este necesară cunoașterea comportării exacte a fiecărei molecule sau atom component.

Este adevărat că în aceste calcule intervin și elemente din calculul probabilităților, dar aceasta nu se datorește caracteristicilor fizice ale fenomenelor, ci aparatajului matematic folosit.

Toate consecințele care decurg din explicația lui Schweidler au fost verificate în mod amănunțit în perioada anilor 1906—1908 de către *Fritz Kohlrausch* (1887—1953), *Edgar Meyer*, *E. Regener*, precum și *H. Geiger* obținîndu-se rezultate concordante. Cu aceasta însă, esența fizică a problemei nu a fost rezolvată, deoarece nu se putea răspunde la întrebarea: de ce unul dintre atomii unui preparat suferă o dezintegrare, de exemplu, după 1 *secundă* iar altul după 10^{10} *ani?* Tot ce

se putea spune este că un atom are o anumită probabilitate de a se dezintegra, probabilitate care, după cum este ușor de înțeles, este invers proporțională cu timpul de înjumătățire. Independența acestei probabilități de acțiunea oricărui agent fizic sau chimic cunoscut (presiune, temperatură, umiditate), făcea ca răspunsul la această întrebare să pară, pentru moment, imposibil de dat.

PRIMA REACȚIE NUCLEARĂ

Transmutația elementelor radioactive a făcut să reînvie vechile idei ale alchimiștilor. De aceea, nu este de mirare că după descoperirea radioactivității, foarte mulți fizicieni au început să se ocupe cu transformarea artificială a unui element în altul. Deși numărul comunicărilor, care anunțau că a fost realizată pe cale artificială o asemenea transformare, era mare, nici una nu a rezistat unei verificări mai atente, pînă în 1919. În acel an, Rutherford realizează prima transmutație „veritabilă“ cu ocazia studiilor efectuate asupra efectelor bombardării gazelor cu particula α. Rutherford, care a stabilit identitatea particulelor α și care, cu ajutorul fenomenului de împrăștiere a razelor α, a elaborat modelul planetar al atomilor, a manifestat pînă la sfîrșitul vieții sale, survenite în anul 1937, o adevărată predilecție pentru aceste particule, care au devenit „uneltele“ sale preferate de lucru.

Aparatul cu care Rutherford a realizat această remarcabilă experiență este uimitor de simplu (vezi fig. 76). Într-o incintă *P* în care se introduce prin intermediul a două conducte *A* gazul de studiat se află pe un disc *D* un preparat radioactiv care emite radiații α. Pe peretele *E* al incintei, în dreptul deschizăturii *S*, se află un ecran *F* acoperit cu sulfură de zinc.

Cu mult timp înainte de data acestei experiențe, Crookes observase că dacă pe un ecran acoperit cu un strat de sulfură de zinc cade o particulă α, atunci în locul impactului apare o

mică scintilație, care poate fi observată relativ ușor. Bazat pe această observație, Crookes a construit unul dintre primele dispozitive ale fizicii nucleare — *spintariscopul* — cu ajutorul căruia se poate determina numărul de particule care cad pe ecranul aparatului.

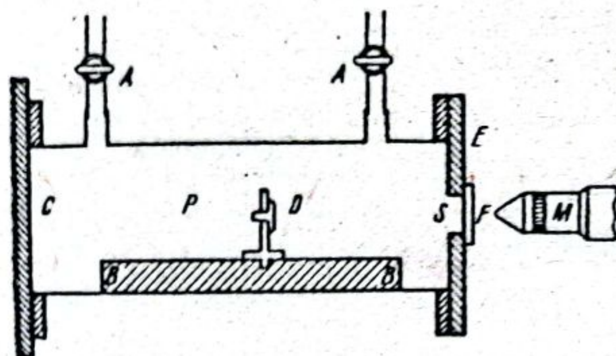


Fig. 76. Schema experienței cu care Rutherford a realizat prima reacție nucleară.

Revenind la experiența lui Rutherford, scintilațiile care apar pe ecranul cu sulfură de zinc erau observate cu ajutorul microscopului *M*.

Rutherford a ales o asemenea poziție a discului *D*, precum și o asemenea presiune a gazului din incintă, încît particulele α să nu poată ajunge pînă la ecranul *F*.

La început, Rutherford a umplut aparatul cu aer. Spre surprinderea sa, a constatat că apar scintilații pe ecranul *F*. Pentru a-și da seama de unde provin aceste scintilații, Rutherford a repetat experiența, în mod succesiv, cu componentele cele mai importante ale aerului atmosferic: oxigenul, azotul și bioxidul de carbon. Scintilațiile apăreau numai în cazul azotului.

În continuare, Rutherford a încercat să determine natura particulelor care provoacă scintilațiile ecranului. În orice caz, aceste particule nu puteau fi particulele α, emise de preparatul de pe discul *D*, deoarece ele erau absorbite înainte de a ajunge la ecran.

Pentru a fi sigur că particulele α nu reușesc să ajungă la ecranul *F*, Rutherford a așezat discul *D* la distanțe din ce în ce mai mari. Numărul scintilațiilor se micșora, însă nu se anula. Particulele care provocau scintilațiile puteau să străbată distanțe pînă la 28 *cm* prin azot, ceea ce era un fenomen neobișnuit. Identitatea acestor particule necunoscute putea

fi stabilită, dacă se determina masa și sarcina lor. Utilizînd fenomenele de deviere în cîmpuri electrice și magnetice, Rutherford a ajuns la concluzia surprinzătoare că particulele necunoscute sînt de fapt protoni.

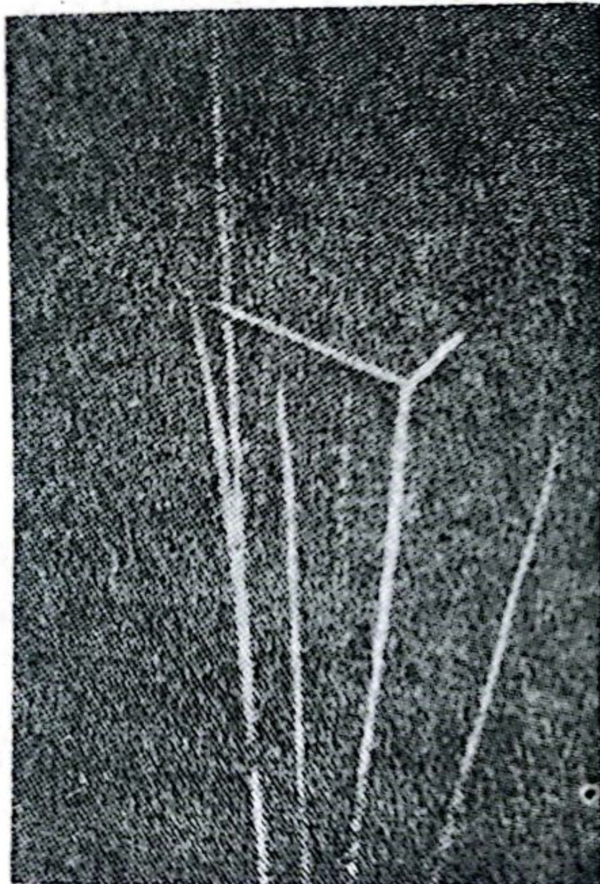
De unde provin acești protoni? Protonii reprezintă nuclee de hidrogen. Avînd în vedere aceasta, Rutherford a presupus că protonii provin din atomi de hidrogen reziduali aflați în azotul din incintă, care în urma ciocnirii cu particulele α, se ionizează. Utilizînd azot purificat, Rutherford a constatat că nu apare nici o modificare a numărului scintilațiilor. Protonii nu puteau deci să provină din hidrogenul rezidual aflat în azot. Singura probabilitate care mai rămînea era că protonii provin din nucleele atomilor de azot.

În continuare, Rutherford a încercat să pună în evidență fenomene analoge și cu alte elemente. Experiențele au arătat că *borul, fluorul, sodiul, aluminiul și fosforul, bombardați cu particule* α, *emit protoni*. Cu aparatul pe care l-am prezentat, Rutherford putea să pună în evidență numai protoni al căror parcurs depășea pe cel al particulelor α. Modificînd construcția aparatului, Rutherford împreună cu colaboratorul său *James Chadwick* (n. 1891) au constatat că *neonul, magneziul, siliciul, sulful, clorul, argonul și potasiul, bombardați cu particule* α, *emit protoni*, care au însă un parcurs mai mic decît cel al particulelor α.

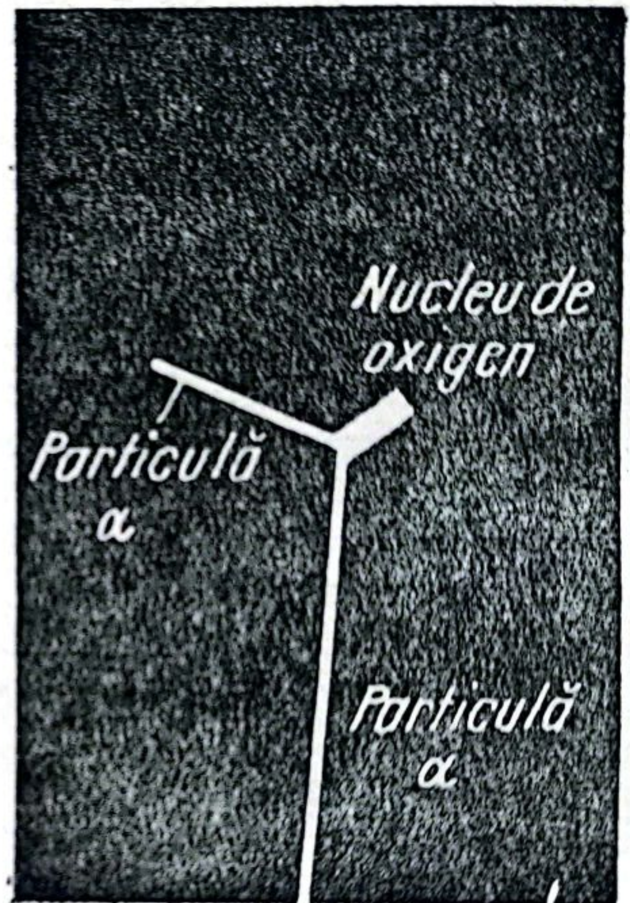
Aceleași fenomene au fost studiate și de către *Patrick Maynard Stuart Blackett* (n. 1897), însă cu ajutorul camerei Wilson. Nu vom expune dificultățile pe care a trebuit să le învingă Blackett pentru a putea fotografia evenimentele care au loc atunci cînd nitrogenul este bombardat cu particule α. Vom menționa doar că Blackett împreună cu Chadwick au pus la punct o metodă de înregistrare a fenomenelor, în care evenimentele din cameră sînt fotografiate simultan de două aparate, dispuse de-a lungul a două direcții perpendiculare între ele. În acest caz, cei doi fizicieni aveau înregistrate proiecțiile traiectoriilor pe două plane perpendiculare între ele, cu ajutorul cărora puteau să determine pozițiile relative ale traiectoriilor în spațiu.

Ce arătau fotografiile efectuate cu această metodă?

Esența fenomenelor apare mai clar dacă se face o comparație între fotografiile obținute în cazul bombardării oxigenului, respectiv azotului, cu particule α (vezi fig. 77 și 78). Reamintim că, după cum arătase Rutherford, în cazul oxigenului nu apar protoni.



a



b

Fig. 77. Ciocnirea dintre o particulă α și un nucleu de oxigen; (*a*) fotografia originală; (*b*) fotografia comentată.

Dacă se privește fotografia corespunzătoare oxigenului, atunci se constată că apar niște „linii drepte" ce corespund particulelor α, care se propagă prin cameră de jos în sus, fără să li se întîmple nimic, precum și o „*furcă*" ce indică o ciocnire dintre o particulă α și un atom de oxigen. Studiind atent caracteristicile urmelor care formează o furcă, ne putem convinge ușor că în acest caz se întîmplă o ciocnire între o particulă α și un nucleu de oxigen. Într-adevăr, se observă că

urma pînă în punctul în care apare „furca“, precum și urma lungă care începe din punctul de bifurcație al „furcii“ au aceeași grosime, ceea ce înseamnă că ele nu pot aparține decît unei aceleiași particule și anume particulei α. Urma groasă care apare din punctul de bifurcație al „furcii“ corespunde

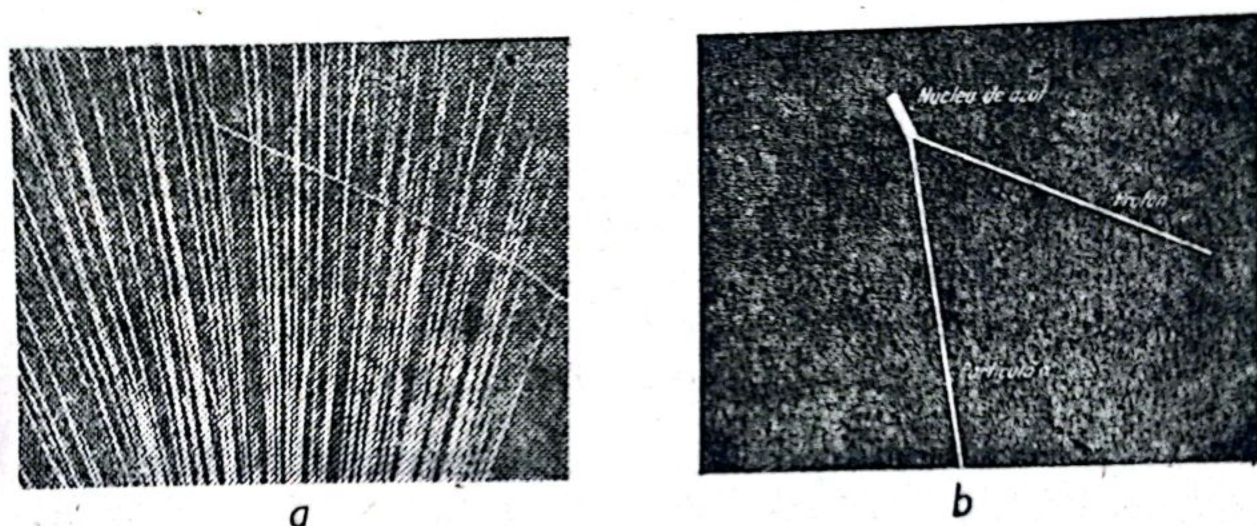


Fig. 78. Dezintegrarea unui nucleu de nitrogen sub acțiunea unei particule α: (*a*) fotografia originală; (*b*) fotografia comentată.

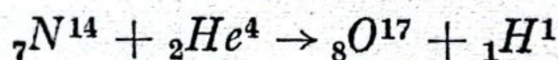
nucleului de oxigen care a cîștigat energie de la particula α în urma ciocnirii. Urma este mai groasă, deoarece nucleul de oxigen avînd masa și sarcina mai mare decît cea a particulei α, are în consecință o putere de ionizare mai mare.

Fotografiile care se obțin în cazul bombardării atomilor de nitrogen cu particule α sînt total diferite. Se observă ușor că cele trei urme care formează o „furcă“ sînt diferite între ele și că urmele care pleacă din punctul de bifurcație sînt îndreptate aproximativ în direcții opuse. Urma care aparține particulelor α poate fi ușor identificată, avînd în vedere că ea trebuie să aibă aceleași caracteristici cu cele ale „liniilor drepte“ care corespund particulelor α ce se propagă prin cameră. Urma care pleacă din punctul de bifurcație și care este mai subțire și mai lungă, aparține protonului, deoarece în comparație cu o particulă α are o putere de ionizare mai mică precum și o masă de asemenea mai mică. Urma care pleacă din punctul de bifurcație și care este mai scurtă și

mai groasă, trebuie să aparțină nucleului de nitrogen care a „absorbit" o particulă α și a emis un proton.

Nitrogenul are greutatea atomică egală cu 14 și numărul de ordine 7. O particulă α are greutatea atomică egală cu 4 și sarcina egală cu + 4. Protonul are greutatea atomică egală cu 1 și sarcina de asemenea egală cu + 1. În consecință, nucleul format prin absorbția unei particule α și emisia unui proton are masa egală cu $14 + 4 - 1 = 17$ și sarcina egală cu $7 + 2 - 1 = 8$. În tabloul periodic al elementelor căsuța cu numărul de ordine 8 este ocupată de oxigen. Rezultă că nucleul nou format este al *oxigenului -17*.

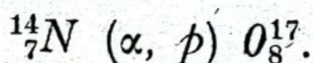
Prin analogie cu modul de scriere al reacțiilor chimice, această reacție poate fi scrisă sub forma



$$_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1$$

în care convenim ca prin simbolul elementului să înțelegem nucleul său. Simbolul unui element nu caracterizează complet elementul respectiv, datorită existenței izotopilor. În consecință, trebuie să se specifice și numărul de masă, care prin convenție se pune sub forma unui indice superior. Deși nu este absolut necesar, se mai trece, sub forma unui indice inferior, sarcina electrică a nucleului respectiv, adică numărul de ordine.

Din motive de economie de spațiu s-a adoptat și o altă modalitate de scriere și anume



$$^{14}_{7}N\ (\alpha,\ p)\ O^{17}_{8}.$$

Valabilitatea acestor considerații calitative a fost verificată în mod amănunțit de către Blackett, determinînd lungimile și grosimile urmelor, de unde putea să obțină energiile și puterile de ionizare ale particulelor care le creeau, precum și aplicînd legile de conservare a energiei și impulsului. Aceste verificări au vizat în mod special nucleul nou format, care s-a dovedit a fi, într-adevăr, nucleul izotopului 17 al oxigenului.

În cele ce urmează, vom prezenta cum se aplică în acest caz legea de conservare a energiei. În conformitate cu această lege, *suma energiilor totale ale particulelor înainte de reacție trebuie să fie egală cu suma energiilor totale ale particulelor după reacție.*

Energia particulelor înainte de reacție este compusă din:
- energia corespunzătoare masei de repaus a particulelor α, egală cu $c^2 \cdot m_\alpha$,
- energia cinetică E_α a particulelor α,
- energia corespunzătoare masei de repaus a nucleului de azot egală cu $c^2 \cdot m_{N^{14}}$, presupunînd că înainte de reacție nucleul de azot se află în repaus.

Energia particulelor după reacție este formată din:
- energia corespunzătoare masei de repaus a nucleului de O^{17} egală cu $c^2 \cdot m_{O^{17}}$
- energia cinetică $E_{O^{17}}$ a nucleului de O^{17},
- energia corespunzătoare masei de repaus a protonului egală cu $c^2 \cdot m_p$,
- energia cinetică E_p a protonului.

Egalînd cele două energii se obține că:

$$c^2 \cdot m_{N^{14}} + c^2 \cdot m_\alpha + E_\alpha = c^2 \cdot m_{O^{17}} + c^2 \cdot m_p + E_p + E_{O^{17}}$$

care poate fi scrisă sub forma echivalentă

$$E_\alpha - (E_P + E_{O^{17}}) = c^2 \cdot [m_{O^{17}} + m_p - m_{N^{14}} - m_\alpha].$$

Termenul din partea stîngă a acestei egalități poate fi determinat măsurînd lungimile traiectoriilor celor 3 urme. Măsurătorile efectuate de Blackett au dat pentru acest termen valoarea de 1,2 *MeV*.

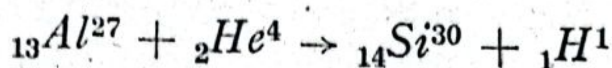
Valoarea termenului din partea dreaptă poate fi calculată ușor dacă se înlocuiesc valorile diferitelor mase. Trebuie observat că în acest calcul sîntem obligați să luăm în considerare valoarea precisă a masei izotopilor, valoare determinată cu ajutorul spectrografului de masă, și nu valoarea rotunjită, fără zecimale, care apare sub forma de indici superiori în scrierea reacției nucleare, dacă dorim să obținem bilanțul energetic cu exactitate.

Greutățile atomice ale elementelor sînt: $A_H = 1,00813$, $A_{He} = 4,00386$; $A_{N^{14}} = 14,00753$ și $A_{O^{17}} = 17,00450$. Aceste greutăți atomice pot fi folosite în locul greutăților „nucleare" deoarece atomii de $_8O^{17}$ și $_1H^1$ conțin împreună 9 electroni, la fel ca și atomii $_7N^{17}$ și $_2He^4$, ceea ce înseamnă că atunci cînd se face diferența greutăților celor 2 atomi, greutățile electro-

nilor se reduc între ele. Efectuînd calculele avînd evident grija să transformăm unitățile de măsură, se obține ca membrul drept al egalității are valoarea de 1,24 *MeV*. Valoarea măsurată era de 1,2 *MeV*. Din comparația rezultatului teoretic cu cel experimental și avînd în vedere erorile de măsură, se poate afirma cu certitudine că bilanțul energetic se verifică.

Se observă că în această reacție nucleară „dispare" o energie cinetică egală cu 12 *MeV* pe care o „regăsim" sub forma unui „plus de masă" a particulelor după reacție. Oare în toate reacțiile nucleare apare întotdeauna o absorbție de energie?

Studiul diferitelor reacții nucleare a arătat că în unele cazuri apare o degajare de energie. De exemplu, în reacția de același tip (α, p), în care nucleele de $_{13}Al^{27}$ sînt bombardate cu particule α, în urma căreia ia naștere nucleul de $_{14}Si^{30}$ și evident, un proton, reacție care se scrie sub forma:



$$_{13}Al^{27} + {}_2He^4 \rightarrow {}_{14}Si^{30} + {}_1H^1$$

și se degajă o energie de 3 *MeV*. Aceasta înseamnă că energia cinetică a protonului și a nucleului de siliciu este mai mare decît energia cinetică a particulei α cu 3 *MeV*. Evident, această energie provine prin „dispariția" unei cantități corespunzătoare de masă. *În comparație cu energiile degajate în reacțiile chimice, energia degajată într-o reacție nucleară este de aproximativ 100 000 de ori mai mare.*

Desigur, avînd în vedere energia enormă care se degajă, ne-am gîndi că am putea utiliza o asemenea reacție nucleară într-un dispozitiv cu care s-ar putea obține energie. Din nefericire, numai una din 125 000 de particule α produce „conversiunea" unui nucleu de aluminiu într-un nucleu de siliciu, cu degajarea corespunzătoare a 3 *MeV*. Energia unei particule α necesară pentru a produce această reacție este de 7,7 *MeV*. În consecință, pentru a obține o energie de 3 *MeV* este necesar să cheltuim o energie de $7{,}7 \times \times 125\,000$ *MeV*.

Aceasta nu înseamnă însă că nici o reacție nucleară nu poate fi utilizată pentru obținerea de energie. Într-adevăr, după cum se va arăta ulterior, au fost descoperite noi tipuri de reacții care pot fi utilizate efectiv pentru obținerea de energie.

VERIFICAREA ECHIVALENȚEI DINTRE MASĂ ȘI ENERGIE

Echivalența dintre masă și energie, demonstrată de Einstein prin faimoasa ecuație $E = mc^2$, poate fi considerată una dintre cele mai importante relații din fizica modernă, deoarece stabilește o legătură dintre două caracteristici a materiei: *masa* și *energia*, caracteristici care în fizica clasică erau considerate ca fiind două mărimi independente. De aceea, nu este de mirare că verificarea experimentală a acestei relații a preocupat pe mulți fizicieni. Din nefericire, în această relație intervine pătratul vitezei luminii, mărime care are o valoare extrem de mare. Din această cauză, pînă la descoperirea reacțiilor nucleare, verificarea experimentală a acestei legi a fost imposibilă. Într-adevăr, chiar și în cele mai violente reacții chimice, energia care se degajă are valori importante, însă dacă se împarte la pătratul vitezei luminii rezultă o variație de masă, care este mult sub posibilitățile de măsură ale aparatelor cele mai perfecționate.

Așa după cum s-a arătat, într-o reacție nucleară, se degajă o energie de aproximativ 100 000 de ori mai mare decît cea dintr-o reacție chimică. Acestei energii îi corespunde o variație de masă care, de data aceasta, poate fi determinată experimental.

Bilanțul energetic pe care l-am efectuat pentru prima reacție nucleară poate să constituie o dovadă experimentală a valabilității relației lui Einstein. Pînă în 1930, datele necesare pentru efectuarea acestui bilanț nu erau cunoscute cu

suficientă precizie, încît verificarea nu putea fi pusă în afara oricăror discuții. De abia în 1930, mărimile măsurate în așa-numita reacție de dezintegrare a litiului, au permis verificarea echivalenței dintre masă și energie într-o manieră de necontestat.

Această reacție a fost realizată de către *John Douglas Cockcroft* (1897—1968) și *Ernest Thomas Sinton Walton* (*n. 1903*) care au bombardat nuclee de litiu cu protoni. În prealabil, protonii au fost accelerați cu ajutorul unui dispozitiv care a căpătat denumirea de *tub Cockcroft-Walton*, dispozitiv care reprezintă, în esență, un mic accelerator de particule, evident mic în comparație cu cele care funcționează în zilele noastre.

Principiul de funcționare a tubului Cockcroft-Walton este extrem de simplu. În partea superioară a tubului (de obicei tubul se așează în poziție verticală) se află sursa de protoni. Protonii emiși de această sursă se deplasează înspre partea inferioară a tubului, sub acțiunea cîmpului electric creat de o serie de electrozi metalici, alimentați cu tensiuni continue foarte mari. În acest mod, protonii care ajung în regiunea inferioară a tubului, unde se află ținta, care conține nuclee de litiu, au cîștigat energie pe seama sursei de alimentare cu tensiuni electrice a tubului. Avînd în vedere că energia inițială a protonilor emiși de sursă este practic neglijabilă și că, prin străbaterea unei diferențe de potențial egală cu 1 *V*, un proton cîștigă o energie egală cu *1 eV*, rezultă că energia protonilor care bombardează ținta de litiu este numeric egală chiar cu tensiunea aplicată între extremitățile tubului. Această tensiune poate fi măsurată precis, cu ajutorul metodelor pe care ni le pune la dispoziție electrotehnica.

Chiar din primele experiențe, Cockcroft și Walton au constatat că dacă aplică tubului de accelerare o tensiune între 500 și 800 *kV*, atunci, sub acțiunea protonilor incidenți, nucleele de litiu emit un singur fel de particule, care provoacă mici scintilații pe un ecran de observație acoperit cu sulfură de zinc. Aceste particule reușeau să parcurgă în aer distanțe pînă la 8,4 *cm*, ceea ce denotă că energia lor este relativ mare.

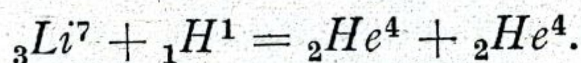
Cockcroft și Walton au obținut informații mai precise despre energia acestor particule, utilizînd plăcuțe de mică

de diferite grosimi pe care le-au interpus între țintă și ecranul de observație.

Din aceste determinări, Cockcroft și Walton au stabilit că particulele emise de țintă nu pot fi protonii incidenți, care eventual ar fi împrăștiați de către țintă, deoarece ei ar avea în aer un parcurs de numai 3 *cm*.

Pentru a obține încă o confirmare a acestei concluzii, Cockcroft și Walton au înlocuit ținta de litiu cu una de cupru. În acest caz, ținta nu mai emitea particule cu un parcurs de 8,4 cm, ci doar împrăștia protonii incidenți.

Din aceste determinări, Cockcroft și Walton au tras concluzia că particulele emise de țintă provin din nucleele de litiu care au absorbit un proton. Nucleele de litiu care au absorbit un proton conțin patru protoni și patru neutroni. Avînd în vedere că ținta emite un singur fel de particule, Cockcroft și Walton au ajuns la concluzia că nucleele de litiu bombardate cu protoni se divid în două particule α, ceea ce înseamnă că reacția decurge după schema



$$_3Li^7 + {}_1H^1 = {}_2He^4 + {}_2He^4.$$

Această concluzie a fost verificată ulterior de către Walton și Dee care, în acest scop, au utilizat o cameră cu ceață. Nu vom expune dificultățile pe care au trebuit să le învingă cei doi fizicieni în această experiență, în care trebuiau să cupleze tubul de accelerare, în care se făcea un vid înaintat, cu camera Wilson în care se aflau vapori de apă.

Cu această ocazie ei au determinat în mod precis energia particulelor α emise. Măsurătorile experimentale au arătat că energia particulelor α emise este de 8,86 MeV. Pe de altă parte, experimental se constată că reacția începe să se producă pentru o energie a protonilor incidenți de 0,25 MeV. Deoarece se emit două particule care au împreună energia de 17,72 MeV, rezultă că în această reacție apare o degajare de energie egală cu 17,72 — 0,25 = 17,47 MeV.

În continuare, vom calcula valoarea energiei degajată în această reacție din variația de masă. Greutățile atomice ale celor trei elemente sînt $A_{H^1} = 1{,}00813$, $A_{He^4} = 4{,}00836$ și $A_{Li^7} = 7{,}01816$. Efectînd diferența $A_{Li^7} + A_{H^1} - 2_{He^4}$ se obțin

0,01857 unități de masă. Acestei mase îi corespunde o energie de 17,35 *MeV*. Se observă că în loc de 17,47 *MeV*, cît s-a măsurat experimental, s-a obținut prin calcul 17,35 *MeV*. Avînd în vedere erorile experimentale de măsură, în special cele de determinare a energiei particulelor α, se poate trage concluzia că relația $E = mc^2$ se verifică experimental, cu o precizie care face ca valabilitatea ei să fie mai presus de orice îndoială.

De-a lungul dezvoltării istorice a fizicii, a existat întotdeauna o preocupare permanentă de a descoperi *legile de conservare. O lege de conservare stabilește care mărime fizică rămîne constantă, indiferent de schimbările pe care le poate suferi un sistem fizic izolat.*

La începutul secolului al IX-lea fizicienii stabiliseră patru legi de conservare și anume:

— *legea conservării masei*
— *legea conservării energiei*
— *legea conservării impulsului*
— *legea conservării momentului cinetic* și
— *legea conservării sarcinii electrice.*

Teoria relativității a arătat că *legea conservării masei și legea conservării energiei nu mai sînt valabile fiecare în parte.* Cele două legi trebuie unificate într-o singură lege de conservare, care arată că *energia totală* în sens relativist, adică incluzînd masa ca o formă de energie, *se conservă*. Această lege care exprimă conservarea energiei și masei, denumită pentru simplificarea limbajului legea conservării energiei, arată că dacă într-un fenomen fizic „dispare" o anumită cantitate de masă, atunci trebuie să „apară" o creștere corespunzătoare a energiei. Masa este deci o mărime care singură nu se mai bucură de proprietatea de a se conserva.

În acest fel, teoria relativității a distrus una din concepțiile fundamentale ale chimiștilor secolului al XIX-lea și anume cea a *indestructibilității și increabilității masei*. După concepția acestor chimiști, masa substanțelor care intră într-o reacție este egală cu masa substanțelor nou formate.

În foarte multe fenomene însă, datorită energiei relativ mici care intervine, variația de masă poate fi neglijată. În

aceste cazuri, legea conservării masei are o valabilitate numai aproximativă, însă cu aproximație suficientă chiar și pentru cele mai pretențioase calcule. O asemenea situație se întîlnește în cazul reacțiilor chimice, pentru care legea conservării masei reprezintă un „instrument" foarte eficace de calcul.

Uneori se afirmă că relația $E = mc^2$ arată că „materia se transformă în energie". Această interpretare este greșită, deoarece relația lui Einstein stabilește o legătură între două proprietăți diferite ale materiei — masa și energia, legătură exprimată prin egalitatea $E = mc^2$. Relația $E = mc^2$ arată că unei mase m îi corespunde o energie egală cu mc^2, ceea ce înseamnă că dacă într-un fenomen apare o scădere sau o creștere a masei cu cantitatea Δm atunci apare o creștere, respectiv o scădere, a energiei cu cantitatea $\Delta E = c^2 \Delta m$.

DESCOPERIREA NEUTRONULUI

Experiențele lui Rutherford arătaseră că unele nuclee, cum ar fi cele de nitrogen, bor, fluor, sodiu, aluminiu, fosfor, „absorb" o particulă α și emit un proton, suferind astfel o „transformare nucleară". Bothe și Becker s-au gîndit că poate și celelalte nuclee care nu suferă reacții de acest tip „absorb" o particulă α, însă emit nu un proton, ci o altă particulă.

Această ipoteză era justificată de faptul că ecranul acoperit cu sulfură de zinc, utilizat de către Rutherford în experiențele pe care le-am descris, nu era sensibil la cuante γ sau la electroni. Pentru a-și verifica această ipoteză, Bothe și Becker au făcut, în 1930, o experiență care în principiu este foarte simplă: un preparat radioactiv care emite particule α bombardează o plăcuță în care se află nucleele a căror comportare se studiază, iar radiațiile emise de această plăcuță sînt puse în evidență cu ajutorul unui contor Geiger-Müller. Așa după cum s-a arătat, cu ajutorul contorilor Geiger-Müller pot fi detectate radiațiile γ, precum și electronii.

Această experiență, cu toată simplitatea ei, a dus la descoperirea unui fenomen foarte interesant: atunci cînd se bombardau cu particule α unele substanțe care conțineau atomi de beriliu, bor sau litiu, apărea o radiație care producea descărcări electrice în contorul Geiger-Müller. Efectul cel mai puternic apărea la beriliu, care era unul din elementele pe care Rutherford și Chadwick nu reușiseră să-l transforme în alt element prin bombardare cu particule α.

Radiația emisă de beriliu s-a dovedit a fi foarte penetrantă. Măsurătorile lui Bothe și Becker au arătat că un strat de plumb de 2 *cm* grosime atenuează radiația beriliului cu numai 13%. Avînd în vedere că experiențele lui Rutherford arătaseră că în acest caz nu apar protoni, era natural să se presupună că beriliul emite o radiație γ, mai ales că fizicienii de atunci mai avuseseră de-a face cu radiații γ, care sufereau atenuări aproximativ egale. Din măsurătorile de atenuare s-a obținut că radiațiile γ emise de beriliu au o energie de aproximativ 5 *MeV*. Emisia unei radiații γ nu modifică nici greutatea atomică, nici sarcina nucleului emițător. Rezultă că prin bombardarea beriliului ($_4Be^9$) cu particule α ($_2He^4$) ar rezulta carbon ($_6C^{13}$), al cărui nucleu, în urma reacției, are un surplus de energie pe care o emite sub forma de radiație γ. Această ipoteză ar putea fi verificată făcînd bilanțul energetic al reacției. Din nefericire, în acea perioadă, greutatea atomică a beriliului nu era cunoscută cu precizie, astfel încît verificarea nu putea fi făcută.

Radiația beriliului a fost studiată de către *Irène Joliot-Curie*, (1897—1956), fiica soților Curie, împreună cu soțul său *Jean-Frédéric Joliot-Curie* (1900—1958), însă cu ajutorul unei alte tehnici experimentale în care utilizau pentru detecția radiațiilor o cameră de ionizare. Așa după cum se așteptau, curentul care circula prin camera de ionizare cînd era iradiată cu radiația beriliului, avea o valoare relativ mică, deoarece radiațiile γ au o putere de ionizare redusă. Acest curent creștea însă în mod surprinzător în situația în care în camera de ionizare era introdusă o substanță bogată în atomii de hidrogen, cum ar fi parafina.

Inițial, se părea că era ușor de explicat acest fenomen. Într-adevăr, se putea presupune că printr-un mecanism,

analog cu cel al efectului Compton, un foton γ ar ciocni un nucleu de hidrogen, ciocnire în urma căreia protonului îi este comunicată o cantitate de energie care i-ar permite să părăsească stratul de parafină și să producă ionizări mult mai numeroase, în camera de ionizare, decît fotonul γ inițial. Pentru a-și verifica această ipoteză, soții Joliot-Curie au studiat fenomenele care au loc atunci cînd atomii de hidrogen sînt bombardați cu radiația emisă de beriliu, constatînd că, într-adevăr, apar protoni care au un parcurs de pînă la 25 *cm*. Cunoscînd parcursul protonilor, soții Joliot-Curie au determinat energia lor și apoi pe aceea a radiației γ incidentă, obținînd valoarea de 55 *MeV*. Această valoare era surprinzător de mare. Într-adevăr, părea cam neverosimil ca prin bombardarea beriliului cu particule α de numai 5 *MeV* să se obțină fotoni γ cu o energie de 55 *MeV*.

Acest fapt l-a determinat pe Chadwick să reia experiențele asupra radiației beriliului. Refăcînd experiența soților Joliot-Curie, Chadwick împreună cu colaboratorul său *N. Feather* au obținut din nou valoarea de 55 *MeV* pentru energia fotonului γ.

În continuare, Chadwick și Feather au înlocuit blocul de parafină cu unul de cianogen, care conținea atomi de azot. Și în acest caz apărea o creștere a curentului prin camera de ionizare. Studiind acest fenomen cu ajutorul camerei Wilson, cei doi fizicieni au constatat că după ciocnirea cu un foton γ, un atom de azot are un parcurs de 3 *cm*. Aplicînd legile de conservare ale energiei și impulsului unei ciocniri între două particule cu mase inegale, se obține că particula cu masa cea mai mare primește, după ciocnire, o energie cu atît mai mică cu cît masa particulei cu care se ciocnește este mai redusă. Avînd în vedere diferența foarte mare dintre masa nucleului de azot și cea a fotonului, apare astfel explicabil de ce, pentru a produce efectul observat în camera Wilson, radiația beriliului trebuie să aibă energia egală cu aproximativ 90 *MeV*.

Aceleași experiențe, efectuate cu argon, arătau că, în acest caz, energia fotonilor din radiația beriliului ar trebui să aibă o energie de aproximativ 150 *MeV*.

Să recapitulăm: dacă se presupunea că radiația beriliului ar fi de tip γ, atunci din măsurătorile de atenuare se obținea pentru energia unui foton valoarea de 5 MeV, iar din determinările efectuate cu ajutorul ciocnirilor cu nucleele de hidrogen, azot și argon valorile de 55 MeV, 90 MeV și respectiv 150 MeV. Aceste rezultate, atît de diferite între ele, arătau clar că presupunerea inițială, conform căreia radiația emisă de beriliu ar fi de natură electromagnetică, nu corespunde realității fizice.

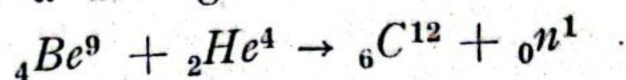
Aceasta era o constatare surprinzătoare, deoarece fizicienii din acea perioadă se obișnuiseră ca ori de cîte ori întîlneau o radiație necunoscută, care nu era deviată de un cîmp electric sau magnetic, să-i atribuie calitatea de a avea o natură electromagnetică. Așa se întîmplase cu razele X precum și cu radiațiile γ. Iată însă că beriliul bombardat cu particule α emitea o radiație care nu era deviată de un cîmp electric sau magnetic și care nu putea fi considerată ca avînd o natură electromagnetică.

Ieșirea din acest impas se datorește lui Chadwick care, pentru a explica natura radiației beriliului, a recurs la o ipoteză a lui Rutherford, formulată în 1920, conform căreia ar trebui să mai existe două nuclee necunoscute în acel timp și anume un nucleu cu masa 2 și cu o singură sarcină pozitivă precum și un nucleu cu masa egală cu unitatea și cu sarcina egală cu zero. Desigur că cititorul a recunoscut în aceste nuclee pe deuteron, adică nucleul deuteriului — izotopul greu al hidrogenului și pe neutron. În ceea ce privește neutronul, Rutherford a arătat că un astfel de nucleu, nefiind încărcat cu sarcină electrică, prezintă proprietatea deosebită de a trece aproape „nestingherit" prin materie. Toate încercările lui Rutherford și ale colaboratorilor săi de a pune în evidență experimental existența acestor două nuclee s-au dovedit a fi infructuoase.

Chadwick a utilizat această ipoteză a lui Rutherford presupunînd că radiația emisă de beriliu ar consta din particule cu sarcină electrică nulă. Aplicînd, pe rînd, legile de conservare ale energiei și impulsului ciocnirilor dintre neutron și nucleele de hidrogen, azot și respectiv argon, Chadwick a obținut că masa unui neutron este egală cu 1,16 unități

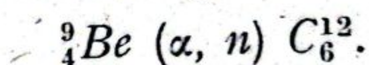
atomice de masă. Ulterior, măsurătorile mai precise au arătat că masa unui neutron este egală cu 1,00866, ceea ce nu modifică însă cu nimic meritul lui Chadwick.

Reacția pe care o suferă beriliul atunci cînd este bombardat cu particule α decurge deci după schema:



$$_4Be^9 + {}_2He^4 \rightarrow {}_6C^{12} + {}_0n^1$$

în care prin $_0n^1$ s-a notat neutronul care are numărul de masă egal cu unitatea și sarcina egală cu zero, reacție ce poate fi scrisă sub forma prescurtată



$$^9_4Be\ (\alpha,\ n)\ C^{12}_6.$$

În această reacție se emite și un foton γ, radiație pusă în evidență de către Bothe și Becker. Reamintim că, din măsurătorile de atenuare, Bothe și Becker au reușit să determine energia fotonilor γ, obținînd valoarea de 5 MeV. Măsurătorile ulterioare, mult mai precise, au arătat că, de fapt, energia fotonului γ este 4,77 MeV.

Deoarece este prima reacție nucleară în care intervine un foton γ și deoarece, cum este și natural, atenția noastră este îndreptată cu precădere asupra aspectelor complexe ale radiației electromagnetice, este util să facem bilanțul energetic al acestei reacții.

Energia particulelor înainte de reacție este formată din
- energia corespunzătoare masei de repaus a nucleului de beriliu, egală cu $c^2 \cdot m_{Be^9}$,
- energia corespunzătoare masei de repaus a particulei α, egală cu $c^2 \cdot m_\alpha$,
- energia cinetică E_α a particulei α.

Energia particulelor după reacție este formată din:
- energia corespunzătoare masei de repaus a nucleului de carbon, egală cu $c^2 \cdot m_{C^{12}}$,
- energia cinetică $E_{C^{12}}$ a nucleului de carbon,
- energia corespunzătoare masei de repaus a neutronului, egală cu $c^2 \cdot m_n$
- energia cinetică E_n a neutronului,
- energia E_γ a fotonului γ.

Această reacție a fost provocată cu ajutorul particulelor α emise de poloniu. S-a ales poloniul, deoarece el emite

numai particule α, nu și radiații γ. Energia cinetică a particulelor α poate fi măsurată experimental în mod separat. Aceste măsurători au condus la valoarea de 4,99 *MeV*. Pe de altă parte se poate determina și energia cinetică a neutronului, precum și energia fotonului γ, pentru care s-au obținut valorile de 5,70 *MeV* și 4,77 *MeV*. Energia cinetică a nucleului de carbon este mai greu de măsurat cu o precizie echivalentă cu cea a energiei neutronului, respectiv a fotonului γ. Pentru această energie s-a obținut valoarea de 0,5 *MeV*. Efectuînd calcule asemănătoare cu cele prezentate la studiul primei reacții nucleare se constată că bilanțul energetic se verifică. Această verificare, la care evident se poate adăuga și cea furnizată de legea conservării impulsului, ne arată în mod clar că *fotonul γ trebuie să fie considerat ca fiind un corpuscul, sau în orice caz ca avînd proprietăți echivalente cu cele ale neutronului, particulei α sau a nucleelor de beriliu și carbon.*

Reacțiile nucleare de tipul (α, *p*) au putut fi explicate considerîndu-se că nucleul țintă „absoarbe" o particulă α și „emite" un proton. Prin analogie, rezultă că și reacțiile de tipul (α, *n*) ar putea fi explicate în același mod: nucleul țintă „absoarbe" o particulă α și „emite" un neutron. Ar rezulta că în nucleu s-ar afla neutroni. Această concluzie vine în contradicție cu modelul protono-electronic al nucleului, conform căruia, în nucleu s-ar afla protoni și electroni. *Werner Heisenberg* (n. 1901) a demonstrat teoretic că în nucleu nu se pot afla electroni. În locul modelului protono-electronic, Heisenberg a propus modelul *protono-neutronic*, conform căruia un nucleu cu numărul atomic *Z* și numărul de masă *A* este format din *Z* protoni și *A-Z* neutroni. Acest model a fost unanim acceptat, deoarece conducea la concluzii verificate experimental.

Modelul protono-neutronic face dificilă explicarea dezintegrării β. Într-adevăr, dacă în nucleu nu se află electroni, atunci de unde provine electronul, pe care nucleul îl emite, atunci cînd suferă o transmutație β?

Și cea de a doua presupunere a lui Rutherford privitoare la existența deuteronului a fost confirmată experimental.

În acest caz, punctul de pornire a fost nepotrivirea, la cea de a patra zecimală, între greutatea atomică a hidrogenului determinată pe cale chimică și, respectiv, cu ajutorul spectrografului de masă. Aceasta pare să justifice observația plină de spirit a unui om de știință de la sfîrșitul secolului al XIX-lea: *„cîte descoperiri nu se ascund încă în jurul celei de a șasea zecimală"*. În cazul considerat, descoperirea se ascundea nu în zecimala a șasea, ci a patra.

Cu ajutorul spectrografului de masă, *Francis William Aston* (1877—1945) a stabilit că greutatea atomică a hidrogenului este de $1{,}00778 \pm 0{,}000015$ în raport cu greutatea atomică a oxigenului considerată convențional ca fiind egală cu 16. Această valoare coincidea foarte bine cu greutatea atomică determinată pe cale chimică pentru care s-a obținut valoarea de $1{,}00777 \pm 0{,}00002$.

Oxigenul atmosferic s-a dovedit însă a fi un amestec de doi izotopi ^{16}O și ^{18}O în proporție constantă de 630 : 1. Luînd în considerare acest fapt, *Birge și Mentzel* au recalculat greutatea atomică a hidrogenului. În acest scop, ei au adoptat pentru oxigen o altă valoare a greutății atomice, care ținea cont de existența celor doi izotopi. În funcție de această nouă valoare, greutatea atomică a hidrogenului, determinată cu ajutorul spectrografului de masă, devenea 1,00756. Noua greutate atomică era mai mică decît cea determinată pe cale chimică cu $1{,}00777 - 1{,}00756 = 0{,}00021$ adică cu 0,02%. Această constatare i-a determinat pe Birge și Mentzel să enunțe ipoteza că și hidrogenul, cu care lucrează chimiștii în experiențele lor, este format dintr-un amestec de cel puțin doi izotopi: $_1H^1$ cu numărul de masă egal cu unitatea — *hidrogenul obișnuit* și altul greu $_1H^2$ cu numărul de masă egal cu două unități — *hidrogenul greu*. Din diferența dintre greutățile atomice, determinate pe cele două căi, Birge și Mentzel au calculat proporțiile celor doi izotopi obținînd raportul $_1H^1 : {_1H^2} = 4500 : 1$.

Separarea celor doi izotopi a fost mult ușurată de raportul foarte avantajos al maselor. Într-adevăr, în acest caz raportul maselor era de 2 : 1 în timp ce la alți izotopi raportul are valori mult mai mici.

Datorită acestui fapt *Harold Clayton Urey* și colaboratorii săi au reușit, în 1931, să separe hidrogenul greu printr-o evaporare foarte lentă a 3 litri de hidrogen lichid. Evident, datorită masei sale mult mai mari, viteza de evaporare a hidrogenului greu trebuie să fie mai mică decît cea a hidrogenului ușor. În consecință, pe măsură ce volumul hidrogenului lichid se micșora prin evaporare, în aceeași măsură trebuia să crească conținutul în hidrogen greu al amestecului care rămînea. În momentul în care volumul s-a redus de la 3 *l*. la cîteva fracțiuni de cm^3, Urey a introdus reziduul într-un tub de descărcare și a fotografiat spectrul care se obținea în acest caz. Prin comparație cu spectrul hidrogenului ușor, s-a observat că apare o deplasare a liniilor spectrale, fenomen care era de așteptat datorită modificării masei nucleului. Hidrogenul greu a căpătat denumirea și de *deuteriu* și i s-a atribuit și simbolul chimic D^2. Nucleul de deuteriu a căpătat denumirea de *deuteron* sau *deuton* și i s-a atribuit simbolul *d*.

Prin bombardare cu deutoni rapizi a unei ținte care conține deuteriu *M.L.E. Oliphant, P. Harteck și E. Rutherford* au obținut în 1934 o sursă de neutroni, cu ajutorul căreia s-au putut studia reacțiile nucleare produse de neutroni.

Dacă locul hidrogenului obișnuit este ocupat de deuteriu, atunci apa obișnuită devine *apă grea*. Apa grea a fost obținută pentru prima dată de către *Lewis* prin electroliza repetată a unei soluții acide.

Proprietățile fizice ale apei grele sînt diferite de cele ale apei obișnuite. Astfel, apa grea are densitatea de 1,11 g/cm^3 (în loc de 1 g/cm^3), îngheață la 3,8° *C* (în loc de 0° *C*), fierbe la 101,42° *C* (în loc de 100° *C*), atinge densitatea maximă la 11,6° *C* (în loc de 4° *C*) etc.

Se pare însă că cele mai importante modificări apar în cazul proprietăților biologice. Astfel, de exemplu, peștii nu pot să trăiască în apă grea. În tehnica nucleară, apa grea și-a găsit multe întrebuințări.

Hidrogenul mai are încă un izotop, mai greu decît deuteriul — *tritiul*. Tritiul are numărul de masă egal cu trei unități. Spre deosebire de ceilalți doi izotopi ai hidrogenului tritiul este instabil, fiind β-activ. Prin emisia unui electron,

nucleul de tritiu se transformă în $_2He^3$-izotopul ușor al heliului. Timpul de înjumătățire al tritiului este egal cu 12,2 ani. Deoarece acest timp este foarte mic în comparație cu vîrsta pămîntului, tritiul nu se mai găsește în stare liberă. El este „sintetizat“ pe cale artificială prin bombardarea deuteriului cu neutroni. Pentru prima dată, tritiul a fost obținut de *L. Alvarez și R. Cornogue* în 1939.

REACȚII NUCLEARE ÎN CARE INTERVIN FOTONI γ

În cele ce urmează vom prezenta cîteva reacții nucleare în care sînt produși fotoni γ, sau care se obțin cu ajutorul fotonilor γ.

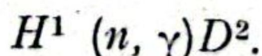
Din prima categorie, adică a reacțiilor din care rezultă fotoni γ, cele mai importante sînt de tipul (n, γ) și (p, γ). În aceste reacții, nucleul țintă „absoarbe" un neutron, respectiv un proton transformîndu-se într-un nucleu cu numărul de masă mai mare cu o unitate. În primul caz, sarcina pozitivă a nucleului rămîne aceeași, iar în al doilea caz crește cu o unitate. Surplusul de energie pe care îl are nucleul nou format este emis de acesta sub forma unui foton γ.

Cel mai simplu exemplu de reacție (n, γ) este captura unui neutron de către un nucleu de hidrogen cu formarea unui nucleu de hidrogen greu – deuteriu, reacție care decurge după schema:



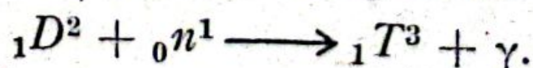
$$_1H^1 + {_0n^1} \longrightarrow {_1D^2} + \gamma$$

sau cu un alt mod de scriere



$$H^1\ (n, \gamma)D^2.$$

La rîndul său, nucleul de deuteriu bombardat cu neutron dă naștere la nucleul hidrogenului supragreu-tritiu:



$$_1D^2 + {_0n^1} \longrightarrow {_1T^3} + \gamma.$$

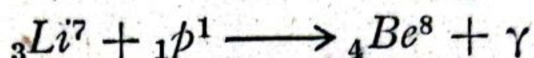
Această reacție este mai greu de realizat, necesitînd fluxuri mai intense de neutroni.

O reacție de tip (p, γ) se poate obține bombardînd nucleele de *aluminiu*—27 cu protoni. În acest caz, se formează nucleul de *siliciu* —28 care emite surplusul de energie sub forma unui foton γ. Reacția decurge după schema:



$${}_{13}Al^{17} + {}_{1}p^{1} \longrightarrow {}_{14}Si^{28} + \gamma.$$

O reacție (p, γ), foarte importantă, este cea care se obține prin bombardarea nucleelor de *litiu*-7 cu protoni:



$${}_{3}Li^{7} + {}_{1}p^{1} \longrightarrow {}_{4}Be^{8} + \gamma$$

deoarece fotonii γ care rezultă au energia de cîteva ori mai mare decît cea a celor mai dure radiații γ emise de substanțele radioactive naturale. Într-adevăr, fotonul γ care rezultă din această reacție are energia egală cu 17,2 MeV. Pînă la inventarea betatronului, această reacție e cea care a stat la baza funcționării celor mai energice surse de radiații γ.

Din categoria reacțiilor nucleare produse de fotonii γ, cele mai importante sînt *reacțiile fotonucleare*. În acest caz, nucleul țintă „absoarbe“ un foton, sub acțiunea căruia din nucleu se „emite“ un neutron sau un proton. Se observă analogia cu efectul fotoelectric (sau mai corect spus fotoelectronic) în care, sub acțiunea unui foton, un atom emite un electron.

Un exemplu de reacție (γ, n) îl constituie fotodezintegrarea deutonului, care decurge după formula



$${}_{1}D^{2} + \gamma \longrightarrow {}_{1}H^{1} + {}_{0}n^{1}.$$

Această reacție poate fi obținută cu radiații γ de energii relativ mici, cum ar fi de exemplu cele emise de radiothoriu, care au energia egală cu 2,6 MeV.

Cu radiații γ mai dure, cum ar fi de exemplu cele produse prin bombardarea litiului cu protoni, se pot obține o serie de reacții (γ, n), cum, ar fi, de exemplu



$${}_{8}O^{16} + \gamma \longrightarrow {}_{8}O^{15} + {}_{0}n^{1}.$$

Dacă energia fotonilor γ este și mai mare se pot obține reacții fotonucleare în care nucleul bombardat emite un proton, adică reacții de tipul (γ, p).

În sfîrșit, la energii foarte mari ale fotonilor γ, nucleul bombardat poate să emită mai multe particule.

FISIUNEA NUCLEARĂ

În toate reacțiile nucleare pe care le-am prezentat, se formează nuclee care sînt situate în aceeași căsuță sau în căsuțe învecinate din sistemul periodic al elementelor. În 1938, *Otto Hahn* (n. 1879) și *Fritz Strassmann* (n. 1902) au pus în evidență o reacție de o factură cu totul nouă — *fisiunea nucleară* — în care uraniul, ultimul element din sistemul periodic cunoscut pe acea vreme, bombardat cu neutroni se „desfăcea" în elemente situate pe la mijlocul sistemului. Modalitățile de dezintegrare ale uraniului bombardat cu neutroni erau numeroase. Ulterior, s-a constatat că și celelalte două elemente care preced uraniului, și anume protactiniul și thoriul, prezintă o dezintegrare similară.

La fisiunea prin neutroni a uraniului-235 iau naștere, pe lîngă elementele situate în regiunea de mijloc a sistemului periodic, încă doi, sau în unele cazuri chiar trei, neutroni. La rîndul lor, acești neutroni, dacă au o energie convenabilă, pot să producă alte fisiuni, rezultînd o reacție în lanț.

Reacțiile în lanț au loc în așa numitele *reactoare nucleare*, cu ajutorul cărora aceste fenomene sînt studiate și controlate. Primul reactor nuclear a fost construit de *Enrico Fermi* (1901—1954) în 1942 la Universitatea din Chicago. Reactoarele nucleare au făcut posibil ca energia atomică să poată fi utilizată în mod efectiv. Este interesant de menționat că Rutherford, care avea o intuiție fizică ieșită din comun, după cum ne-am putut convinge din cele expuse, s-a înșelat în

ceea ce privește posibilitatea utilizării energiei atomice, pe care o consideră o utopie. Energetica nucleară, care actualmente se dezvoltă într-un ritm foarte intens, demonstrează cît de mult s-a înșelat Rutherford.

POZITRONUL

În același an, 1932, în care fusese pus în evidență neutronul, revista *Science* a publicat o scurtă notă în care *Carl David Anderson* (n. 1905) anunță descoperirea unei noi particule în radiația cosmică — *pozitronul*. Este interesant de menționat că revista Science reprezintă un fel de „magazin științific“ în care articolele au, ce-i adevărat, un nivel mai ridicat decît cel al unei simple popularizări științifice. Aceasta denotă că însuși autorul acestui articol considera că descoperirea sa nu este atît de riguros fundamentată științific, încît ea să poată constitui subiectul unui articol într-o revistă de specialitate, de circulație internațională.

Ce este radiația cosmică? Încă din anul 1901 s-a observat, experimental, că aerul uscat dintr-o incintă ermetic închisă este slab ionizat, chiar în condițiile în care orice urme de substanțe radioactive au fost îndepărtate. Această ionizare scade apreciabil, însă nu dispare complet dacă incinta respectivă este înconjurată de un strat gros de plumb. Această constatare arată că ionizarea aerului se datorește, cel puțin parțial, unei radiații care, ca și razele γ, are proprietatea de a străbate straturi groase de substanță.

Inițial s-a presupus că aceste radiații ar fi emise de către substanțele radioactive care există întotdeauna, în cantități mici, în scoarța pămîntului. Dacă această presupunere este corectă, atunci ar trebui ca intensitatea acestei radiații să scadă odată cu creșterea altitudinii. Pentru a verifica această ipoteză, fizicianul *Victor Franck Hess* (n. 1888) a măsurat, între anii 1911—1912, intensitatea acestei radia-

ții pînă la o înălțime de 5 *km* cu ajutorul unor ascensiuni cu baloane.

Rezultatele acestor măsurători au fost neașteptate: pînă la înălțimea de 1 000 *m* intensitatea acestei radiații scădea, însă într-o măsură mai mică decît se aștepta, pentru ca apoi intensitatea să înceapă să crească în mod perceptibil, astfel încît, la altitudinea maximă pînă la care s-a urcat (5 000 *m*), radiația era de trei ori mai intensă decît cea de la suprafața pămîntului.

Aceste rezultate au fost confirmate între anii 1913—1915 de către *Kohlhörster*, care a efectuat ascensiuni pînă la altitudinea de 9 200 *m*, constatînd că la această înălțime intensitatea este de 30 de ori mai mare decît cea de la nivelul mării.

Aceste măsurători, precum și cele ale unor altor cercetători, măsurători efectuate pînă la o înălțime de 160 *km* cu ajutorul unei rachete, în anul 1948, arătau în mod clar că, pe lîngă o componentă care provine din scoarța pămîntului, componentă care devine neglijabilă la înălțimi relativ mici, în această radiație există o altă componentă, foarte penetrantă, a cărei origine trebuie căutată în „adîncurile" cosmosului. Datorită originii sale extraterestre, această componentă a căpătat denumirea de *radiație cosmică*.

Care este natura razelor cosmice? Desigur, la această întrebare se poate răspunde numai după ce s-au determinat caracteristicile acestei radiații necunoscute. Informații foarte importante se obțin din cunoașterea puterii de penetrație. Măsurătorile efectuate imediat după descoperirea lor, au arătat că razele cosmice au o mare putere de penetrație. Astfel, pentru a reduce intensitatea lor la jumătate este necesar să se utilizeze un strat de plumb cu grosimea de 20 *cm*. De asemenea, radiația cosmică poate să străbată straturi de apă, cu grosimi de ordinul sutelor de metri, fără să se atenueze în mod considerabil.

Avînd în vedere marea putere de penetrație, Millikan a emis ideea conform căreia radiația cosmică ar avea o natură electromagnetică ca și razele X și γ, însă s-ar caracteriza prin lungimi de undă mai mici. Din măsurătorile de atenuare și prin comparație cu absorbția radiațiilor γ, Millikan a reu-

șit chiar să estimeze energia fotonilor din radiația cosmică, obținînd valoarea de 30 *MeV*. În continuare, Millikan a constatat că dacă se face bilanțul energetic al reacției de formare a unui nucleu de heliu din doi protoni și doi neutroni, rezultă o energie aproximativ egală cu 30 *MeV*. De aici, Millikan a tras concluzia că radiația cosmică nu reprezintă altceva decît fotonii emiși în reacția de formare a heliului din spațiul extraterestru.

Această ipoteză, care părea foarte plauzibilă, a fost îmbrățișată de mulți fizicieni. Iată însă că, în anul 1929, *Bothe* și *Kohlhörster*, au efectuat o experiență din care rezultă că radiația cosmică ar avea o natură corpusculară. Principiul acestei experiențe este foarte simplu (vezi fig. 79). Între

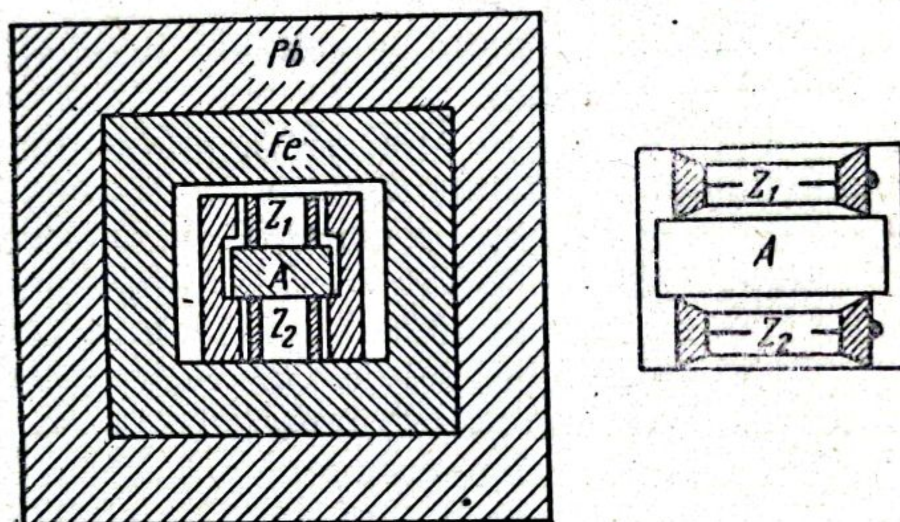


Fig. 79. Schema experienței lui Bothe și Kohlhörster pentru determinarea naturii razelor cosmice.

doi contori Geiger-Müller, Z_1 și Z_2, a fost introdusă o plăcuță de aur A, cu grosimea de 4,1 *cm*, iar acest ansamblu a fost protejat, cu pereți dubli din fier și plumb, împotriva radiației care, eventual, ar proveni din scoarța pămîntului. În acest mod, la cei doi contori poate să ajungă numai radiația cosmică, care așa după cum se știe, are o mare putere de pătrundere.

Înainte de a expune rezultatele acestei experiențe, este interesant să vedem la ce ne putem aștepta dacă considerăm că radiația cosmică ar avea o natură electromagnetică.

Așa după cum s-a arătat, un foton γ nu poate să producă el singur ionizarea gazului dintr-un contor. Pentru aceasta, este necesar ca fotonul să „scoată" din pereții metalici ai contorului un electron prin efect fotoelectric. Acest electron creează ionizarea sub acțiunea căreia contorul furnizează un impuls. Avînd în vedere că în acest proces fotonul este absorbit de pereții unuia dintre contori, ne-am aștepta ca impulsurile furnizate de aceștia să apară în mod întîmplător, evident cu excepția unor coincidențe întîmplătoare, puține la număr.

Spre surprinderea lor, Bothe și Kohlhörster au constatat însă contrariul — cu excepția unor cazuri puține la număr, impulsurile furnizate de cei doi contori apar simultan. Acest rezultat poate să fie explicat numai dacă se presupune că radiația cosmică este formată din particule încărcate cu sarcina electrică, de mare energie, care produc, în timpul deplasării lor prin cei doi contori, ionizări, sub acțiunea cărora impulsurile se formează aproape în același moment de timp.

Rezultatele acestei experiențe au fost confirmate de *Rossi*, cu ajutorul unei experiențe în care a utilizat trei sau mai mulți contori dispuși de-a lungul unei linii drepte. În acest caz, dacă contorii furnizează simultan impulsuri rezultă că de-a lungul direcției determinate de pozițiile lor s-a propagat o particulă din radiația cosmică. Cu ajutorul acestei experiențe, Rossi a constatat că numărul particulelor din radiația cosmică ce se propagă de-a lungul normalei pe suprafața pămîntului, are o valoare mai mare decît cel corespunzător direcțiilor oblice, ceea ce era de așteptat avînd în vedere că în ultimul caz distanța străbătută prin atmosfera pămîntului este mai mare.

Aceste experiențe au arătat că în așa numita radiație cosmică primară, care ajunge în atmosfera terestră, se află protoni și particule α și un număr mai mic de nuclee mai grele, din care unele au energii enorme, de ordinul miilor de *MeV* sau chiar mai mult. Pînă la construirea acceleratoarelor de mare energie, razele cosmice reprezentau pentru fizicieni singura „sursă" de particule foarte energice. Menționăm că acceleratoare de protoni cu energii mai mari de 1 000 *MeV* au fost construite de abia după 1952. Astfel,

la *Brookhaven* (S.U.A.) a fost construit în 1952 un accelerator de 36 *MeV*, în 1957 la *Dubna* (U.R.S.S.) unul de 10 *GeV*, în 1971 în *Batavia* (S.U.A.) unul de 200 *GeV*, iar la *CERN (Centrul European de Cercetări Nucleare)* de la *Geneva* (Elveția) se află în construcție un sincrotron de protoni de 300 *GeV*.

Să revenim însă în anul 1932 și să urmărim descoperirea lui Anderson. Pentru a obține cît mai multe informații despre particulele care se află în radiația cosmică, Anderson a utilizat o cameră Wilson pe care a introdus-o într-un cîmp magnetic. După sensul de deviație a traiectoriei, Anderson și-a dat seama că în radiația cosmică se află, într-o proporție aproximativ egală, particule cu sarcină electrică negativă, respectiv pozitivă. Pe acea vreme, singurele particule încărcate cunoscute erau electronul și protonul. Din această cauză, Anderson a presupus că particulele negative din radiația cosmică sînt electroni, iar cele pozitive — protoni.

Studiul urmelor lăsate de particulele pozitive a arătat că, în nici un caz, ele nu pot fi atribuite protonilor. Într-adevăr, să studiem una din fotografiile efectuate de Anderson (vezi fig. 80). În această figură se observă două urme care, probabil, pleacă dintr-un punct comun, situat în afara cadrului. Cunoscînd sensul cîmpului magnetic și presupunînd că particulele pleacă din punctul comun, se deduce că urma deviată înspre stînga aparține unei particule negative, iar cealaltă, deviată într-o proporție mult mai mică înspre dreapta, unei particule pozitive. Urma din stînga ar aparține deci unui electron, iar cea din dreapta unui proton.

Măsurînd razele de curbură ale urmelor se poate determina energia particulelor care le-au dat naștere. Astfel, pentru electron se obține valoarea de 27 *MeV*. Aceleași măsurători arată că dacă urma din dreapta ar aparține unui proton, atunci acesta ar trebui să se deplaseze cu o viteză egală cu aproximativ jumătate din viteza luminii (mai precis 0,45 *c*). Un proton are masa mult mai mare decît cea a unui electron. În plus, el se deplasează și cu o viteză foarte mare. Rezultă că protonul trebuie să producă o ionizare a gazului de umplere din camera Wilson mai mare decît cea a electro-

nului (de aproximativ patru ori). Dacă urma din dreapta ar aparține unui proton, atunci pe fotografie ea ar trebui să apară mai groasă. Examinarea atentă a fotografiei arată că cele două urme au aceeași grosime. De aici se poate deduce că puterile de ionizare ale celor două particule sînt aproxi-

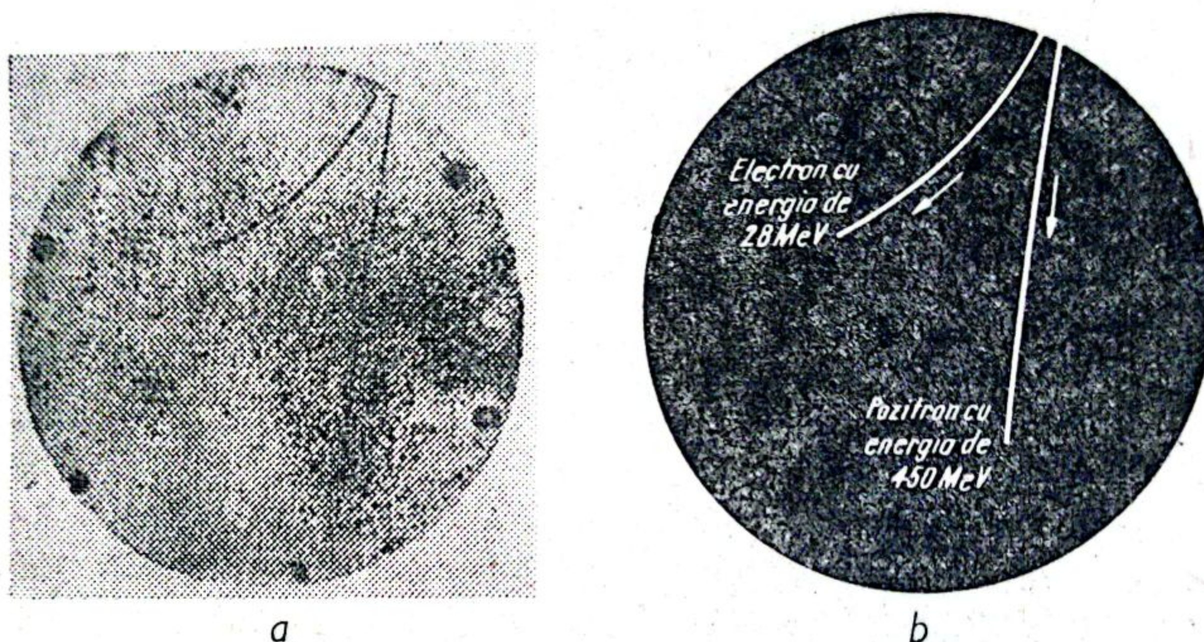


Fig. 80. Urmele lăsate de un electron și un pozitron în camera Wilson situată într-un cîmp magnetic: (*a*) fotografia originală a lui Anderson; (*b*) fotografia comentată.

mativ egale. Urma dinspre dreapta nu poate aparține unui proton, ci unei particule pozitive, cu masă mult mai mică.

Aceste raționamente pot fi foarte ușor combătute dacă se presupune că urma din dreapta aparține tot unui electron, care însă se deplasează în sens invers, adică din partea inferioară a figurii înspre partea superioară. Într-adevăr, punctul comun din care pleacă cele două urme nu apare pe figură. În plus, sursa care emite radiațiile cosmice nu poate fi localizată în spațiu. Și chiar dacă sursa care emite razele cosmice ar putea fi localizată în spațiu, sensul de deplasare n-ar putea fi determinat. Într-adevăr, în timpul deplasării pot să apară diferite interacții care ar putea produce inversarea sensului de deplasare. Dacă se presupune că această urmă aparține unui electron, care se deplasează în sens invers față de electronul corespunzător urmei din stînga, atunci nu mai

apare nici o problemă — acest electron are o energie de 450 MeV, iar urma lăsată de el are aceeași grosime cu cea a urmei din stînga.

Anderson și-a dat seama că, pentru a decide dacă urma din dreapta aparține sau nu unei noi particule, este necesar să determine, într-un mod de necontestat, direcția de mișcare a acestei particule. În acest scop, Anderson a introdus în camera Wilson o plăcuță de plumb de 6 mm grosime, camera fiind în continuare introdusă într-un cîmp magnetic. Cu acest aranjament experimental, Anderson a obținut faimoasa fotografie din fig. 81, care, începînd din anul 1932, figurează aproape în toate cărțile de fizică modernă.

Se observă că plăcuța de plumb separă traiectoria în două porțiuni, care au raze de curbură diferite. Porțiunea superioară are o rază de curbură mai mare, ceea ce înseamnă că în acest caz particula care a creat-o are o energie mai mare. Porțiunea inferioară are o rază de curbură mai mică. Diferențele dintre energiile particulei corespunzătoare celor două porțiuni sînt determinate de fenomenele care au loc în timpul în care a fost străbătută plăcuța de plumb. Prin străbaterea acestei plăcuțe, energia unei particule nu poate decît să se micșoreze. Rezultă astfel, în mod clar, că particula se deplasează de sus în jos. Cunoscînd sensul cîmpului magnetic, Anderson a constatat că această particulă este încărcată pozitiv.

Problema care mai rămînea de rezolvat era dacă această traiectorie poate sau nu să fie creată de un proton. Cunoscînd raza de curbură a urmei, se poate determina energia pe care ar avea-o eventualul proton. Calculele au condus la o valoare a energiei protonului, după ce a străbătut plăcuța de plumb, de numai 300 keV. Un proton cu o asemenea energie poate să aibă un parcurs în condițiile experienței lui Anderson de maximum 5 mm. în timp ce urma măsurată cu ajutorul fotografiei are o lungime de 50 mm. În plus, un proton cu o asemenea energie are o putere de ionizare mai mare. Porțiunea din urma lăsată de proton, după ce a străbătut

plăcuța de plumb, ar trebui să fie mai groasă decît prima porțiune. Anderson, studiind atent cele două porțiuni ale urmei, a constatat că nu apare o diferență sesizabilă între grosimile lor.

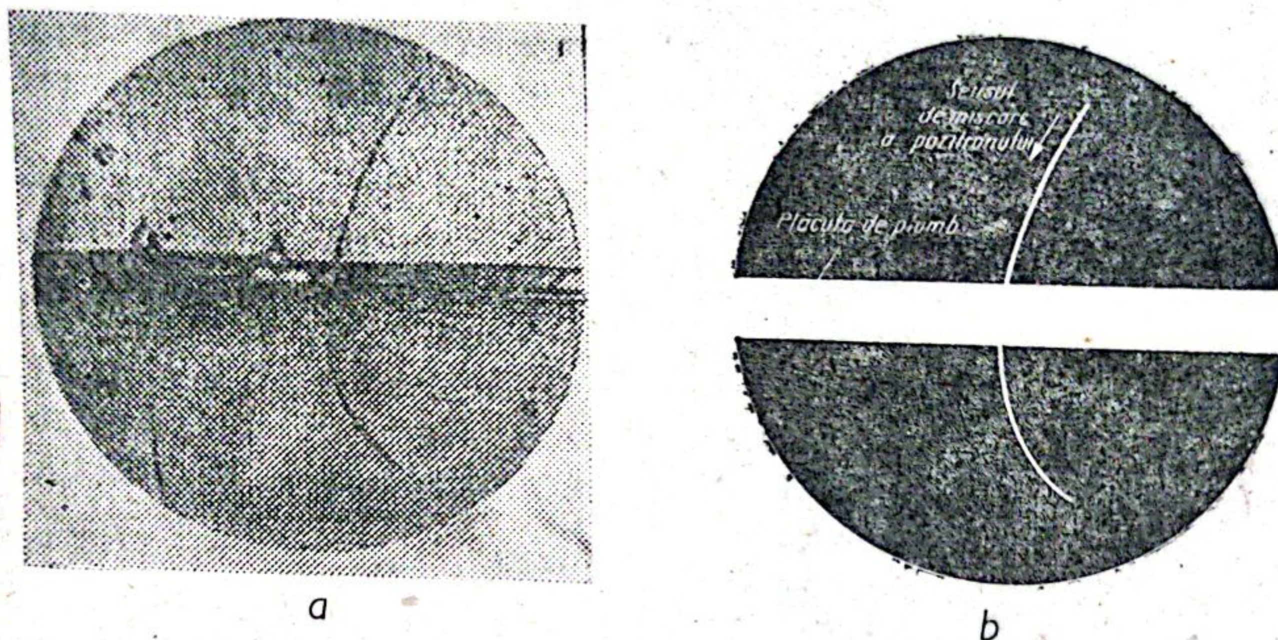


Fig. 81. Urma lăsată de un pozitron în camera Wilson: (*a*) fotografia originală a lui Anderson; (*b*) fotografia comentată.

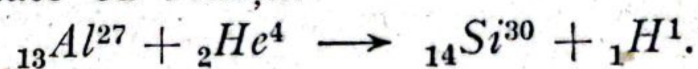
Din egalitatea grosimilor celor două porțiuni ale urmei, rezultă că particula care le-a creat nu a suferit o modificare sensibilă a vitezei prin străbaterea plăcuței de plumb. O asemenea situație poate să apară numai în cazul unei particule relativiste „ușoare“ care se deplasează cu o viteză apropiată de cea a luminii.

Aceste raționamente conduc la concluzia că particula, a cărei urmă se vede în fig. 81, are o sarcină pozitivă și o masă cam de aceeași valoare cu cea a electronului. Dacă această particulă ar avea masa egală cu cea a electronului, atunci energia sa ar fi de 63 *MeV* înainte de a străbate plăcuța de plumb și 23 *MeV* după ce a străbătut-o. Prin străbaterea plăcuței de plumb, această particulă a pierdut o energie egală cu 40 *MeV*. Datorită sarcinii sale pozitive, particula a căpătat denumirea de *pozitron*.

RADIOACTIVITATEA ARTIFICIALĂ ȘI POZITRONII

Pozitronul descoperit de Anderson avea o origine „extraterestră“ sau, mai riguros, necunoscută, deoarece s-ar fi putut ca el să ia naștere în atmosfera terestră. Doi ani mai tîrziu, soții Joliot-Curie au descoperit pozitroni pe pămînt.

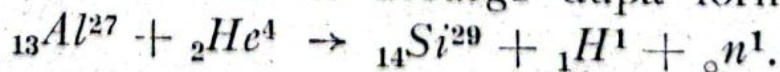
Ei începuseră un studiu experimental sistematic al reacțiilor nucleare de tipul (α, n), din care rezultă neutroni prin bombardarea nucleelor diferitelor elemente cu particule α. Dintre aceste nuclee, cel de aluminiu le-a atras în mod special atenția. După cum arătase Rutherford încă din 1919 și după cum ei înșiși se convinseseră, aluminiul bombardat cu particule α emite protoni, transformîndu-se în siliciu, în conformitate cu reacția



$$_{13}Al^{27} + {}_{2}He^{4} \longrightarrow {}_{14}Si^{30} + {}_{1}H^{1}.$$

Soții Joliot-Curie au observat însă că nuclee de aluminiu, bombardate de asemenea cu particule α emit și neutroni. S-ar putea obține o explicație a acestui fenomen dacă aluminiul ar avea doi izotopi, în care caz unul ar suferi o reacție de tip (α, p), iar celălalt de tip (α, n). Cu ajutorul spectrografului de masă fusese însă stabilit, în mod cert, că aluminiul are un singur izotop, cu numărul de masă 27.

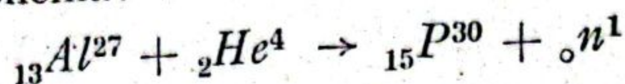
Desigur, cea mai la îndemînă explicație ar fi că nucleele de aluminiu bombardate cu particule α emit în același timp două particule, un proton și un neutron. Această concluzie reprezenta un fapt surprinzător pe acea vreme, deoarece nu se cunoștea nici o reacție nucleară din care să rezulte simultan două particule. Desigur, faptul că o asemenea reacție nucleară nu mai fusese pusă în evidență pînă atunci nu putea să constituie un argument pentru soții Joliot-Curie că această ipoteză este greșită. Dacă această ipoteză ar fi corectă atunci reacția nucleară ar decurge după formula



$$_{13}Al^{27} + {}_{2}He^{4} \rightarrow {}_{14}Si^{29} + {}_{1}H^{1} + {}_{0}n^{1}.$$

Din această reacție nu ar rezulta *siliciu-30*, ca în reacția propusă de Rutherford, ci *siliciu-29*.

Soții Joliot-Curie au mai emis o ipoteză, conform căreia o parte din nucleele de aluminiu suferă o reacție de tip (α, p), ca cea propusă de Rutherford din care ar rezulta *siliciu-30*, iar o altă parte, o reacție de tip (α, n), în conformitate cu schema:



$${}_{13}Al^{27} + {}_{2}He^{4} \rightarrow {}_{15}P^{30} + {}_{0}n^{1}$$

din care rezultă *fosfor-30*.

Pentru a decide care din cele două ipoteze este corectă, soții Joliot-Curie au studiat această reacție cu ajutorul camerei Wilson. Spre surprinderea lor, cei doi fizicieni au constatat că pe lîngă niște urme relativ groase pe care le-au atribuit, cum era și firesc, protonilor, apar și alte urme care par a fi lăsate de electroni.

De unde pot să apară acești electroni, avînd în vedere că în nici una din cele trei reacții posibile nu rezultă electroni? Pentru a răspunde acestei întrebări, soții Joliot-Curie au introdus camera cu ceață într-un cîmp magnetic. După developarea fotografiilor, cei doi fizicieni au constatat că urmele pe care ei le atribuiseră electronilor, sînt deviate, într-un cîmp magnetic, în sens contrar. Aceste urme nu puteau să aparțină decît unor particule cu sarcină pozitivă. Studiind atent foarte multe fotografii, soții Joliot-Curie au ajuns la concluzia că aceste urme trebuie să fie create de pozitronii, descoperiți de Anderson în radiația cosmică.

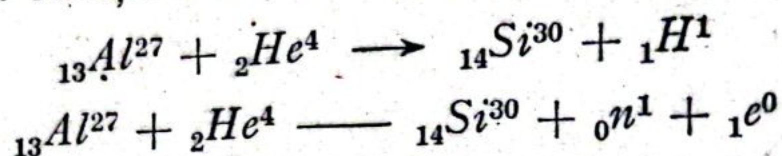
De unde provin acești pozitroni? Desigur, numai din nucleele de aluminiu bombardate cu particule α. Soții Joliot-Curie se găseau acum într-o situație mai complicată decît cea inițială, deoarece aveau de ales între trei ipoteze: nucleele de aluminiu care au absorbit o particulă α emit simultan un neutron, un proton și un pozitron; sau o parte din nuclee emit neutroni, iar ceilalți protoni și pozitroni; sau, în sfîrșit, o parte din nuclee emit neutroni și pozitroni, iar cealaltă parte numai protoni.

Prima ipoteză au eliminat-o, deoarece expulzarea simultană a trei particule dintr-un nucleu au considerat-o ca fiind puțin probabilă.

Și cea de-a doua ipoteză au eliminat-o, deoarece atît protonul cît și pozitronul au sarcina electrică pozitivă, ceea ce

înseamnă că în unele cazuri nucleele care au absorbit o particulă α, nu „pierd“ nici o sarcină electrică, iar în alte cazuri două sarcini electrice elementare pozitive.

În consecință, mai rămînea numai cea de-a treia ipoteză, în care, în ambele cazuri, nucleele care au absorbit o particulă α „pierd“ cîte o sarcină electrică elementară pozitivă. Rezultă că reacțiile ar decurge după schema



$$_{13}Al^{27} + {}_{2}He^{4} \longrightarrow {}_{14}Si^{30} + {}_{1}H^{1}$$

$$_{13}Al^{27} + {}_{2}He^{4} \longrightarrow {}_{14}Si^{30} + {}_{0}n^{1} + {}_{1}e^{0}$$

în care prin $_{1}e^{0}$ a fost notat pozitronul. Din ambele reacții rezultă aceleași nuclee de *siliciu-30*.

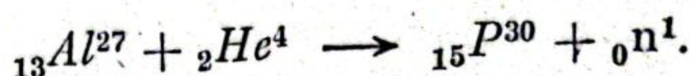
Se părea că această ipoteză ar explica fenomenele. Iată însă că o nouă constatare experimentală vine să complice și mai mult lucrurile: după ce sursa de particule α era îndepărtată, emisiunea de protoni și neutroni înceta, practic, instantaneu, cum era de așteptat, deoarece fusese îndepărtat agentul care produce reacția, în timp ce emisiunea de pozitroni mai continua încă, ceea ce era un fapt surprinzător.

Este adevărat că numărul pozitronilor emiși scădea în timp, astfel încît după 3 minute și 45 secunde numărul lor se reducea la jumătate. Desigur, dacă și emisiunea de protoni și neutroni continua și după îndepărtarea sursei de radiații α și dacă numărul lor scădea în timp în același ritm, nu apărea nici o complicație, deoarece se putea presupune foarte simplu că între momentul în care un nucleu de aluminiu absoarbe o particulă α și momentul în care el emite un proton, respectiv un neutron și un pozitron, există un interval de timp diferit de zero, urmînd să se explice apoi de ce la unele nuclee acest interval de timp este mai mare, iar la altele mai mic. Experiența arată însă, în mod clar, că numai emisiunea de pozitroni mai continuă după ce sursa de particule α este îndepărtată.

Efectuînd experiențe asemănătoare, cu alte nuclee, soții Joliot-Curie au constatat că și magneziul și borul, iradiați cu particule α, emit pozitroni, chiar și după ce sursa de particule α a fost îndepărtată.

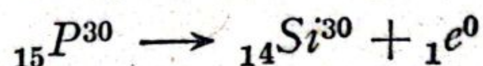
Aceste constatări experimentale arată că nu se poate considera că neutronul și pozitronul sînt emiși în același moment. Mai întîi, nucleul de aluminiu care a absorbit o particulă α emite un neutron, iar apoi nucleul nou format emite un pozitron. Reacția ar decurge deci în două etape:

— emisiunea unui neutron



$$_{13}Al^{27} + {}_{2}He^{4} \longrightarrow {}_{15}P^{30} + {}_{0}n^{1}.$$

și apoi emisiunea unui pozitron

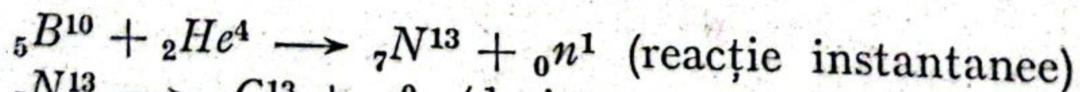


$$_{15}P^{30} \longrightarrow {}_{14}Si^{30} + {}_{1}e^{0}$$

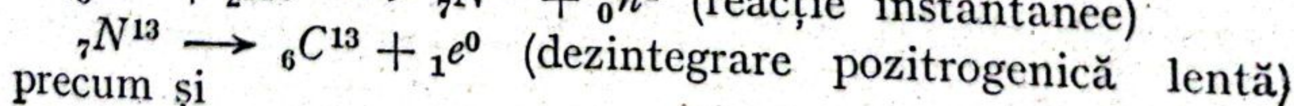
Deoarece emisiunea de neutroni încetează instantaneu după îndepărtarea sursei de particule α, rezultă că prima etapă are loc imediat după ce nucleul de aluminiu a absorbit particula α. Din această reacție ar rezulta *fosforul-30*.

Măsurătorile cu ajutorul spectrografului de masă arătaseră însă că fosforul are numai un singur izotop și anume *fosforul-31*. Această constatare constituie încă un argument în plus în favoarea explicației de mai sus, deoarece, după cum rezultă din etapa a doua, *fosforul-30* este instabil, dezintegrîndu-se, prin emisiune de pozitroni, în *siliciu-30*, care este un element stabil. Fosforul-30 are timpul de înjumătățire, egal cu timpul în care numărul de pozitroni emiși scade la jumătate, adică egal cu 3 minute și 45 secunde. Acest timp așa de scurt explică de ce *fosforul-30* nu se mai găsește pe pămînt.

În mod asemănător, fenomenele care au loc în cazul bombardării nucleelor de bor și magneziu decurg după următoarea schemă:

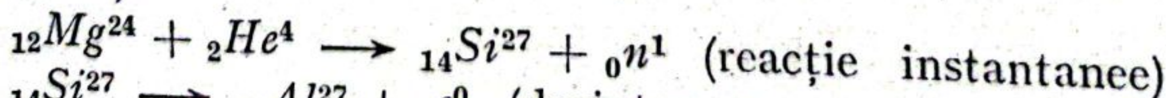


$_{5}B^{10} + {}_{2}He^{4} \longrightarrow {}_{7}N^{13} + {}_{0}n^{1}$ (reacție instantanee)

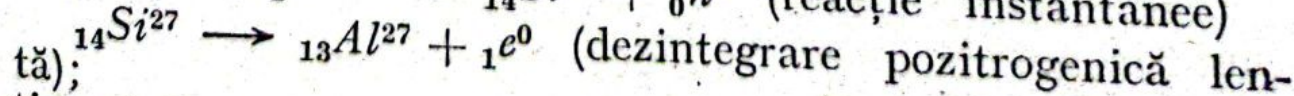


$_{7}N^{13} \longrightarrow {}_{6}C^{13} + {}_{1}e^{0}$ (dezintegrare pozitrogenică lentă)

precum și



$_{12}Mg^{24} + {}_{2}He^{4} \longrightarrow {}_{14}Si^{27} + {}_{0}n^{1}$ (reacție instantanee)



$_{14}Si^{27} \longrightarrow {}_{13}Al^{27} + {}_{1}e^{0}$ (dezintegrare pozitrogenică lentă);

timpul de înjumătățire al izotopilor instabili $_{7}N^{13}$ și $_{14}Si^{27}$ fiind de 14 minute și respectiv 2,5 minute.

Raționamentele expuse mai sus puteau fi foarte ușor puse sub semnul îndoielii, dacă nu se demonstra experimental că, prin iradierea cu particule α a nucleelor de aluminiu, bor și magneziu, rezultă izotopii instabili ai fosforului, azotului și siliciului, care prezintă fenomenul de radioactivitate pozitrogenică.

Pentru demonstrarea acestei concluzii, soții Joliot-Curie au utilizat o metodă chimică de analiză, extrem de ingenioasă. Esența acestei metode apare mai clar dacă considerăm cazul reacției borului.

Dacă reacția borului ar decurge în modul prezentat, atunci un preparat chimic care conține atomi de bor ar trebui să aibă, după iradiere cu particule α, și atomi de azot. Punerea în evidență a atomilor de azot rezultați printr-o analiză chimică obișnuită s-a dovedit imposibilă datorită numărului lor foarte mic.

Soții Joliot-Curie au ocolit această dificultate într-un mod elegant. În calitate de preparat care era supus iradierii cu particule α, au utilizat nitrura solidă de bor (BN). După iradiere, o parte infimă din atomii de bor se transformau în atomi de azot. În continuare, soții Joliot-Curie au separat cele două specii de atomi care intrau în compoziția nitrurii de bor, adică borul și azotul. În acest scop, ei au încălzit nitrura de bor iradiată, împreună cu hidroxid de sodiu. Din această reacție rezultă amoniac (NH_3) gazos. Împreună cu atomii de azot stabili, ar trebui ca în amoniacul gazos să treacă și atomii de azot instabili rezultați din reacția nucleară. Pe de altă parte, borul solid care rămîne după reacție, ar trebui să fie inactiv. Determinînd activitatea celor două produse, soții Joliot-Curie au constatat că, într-adevăr, numai amoniacul gazos era radioactiv, activitatea sa scăzînd în timp, cu aceeași constantă de timp ca cea determinată cu ajutorul camerei Wilson.

Și în cazul celorlalte reacții nucleare, soții Joliot-Curie au utilizat metode analoage.

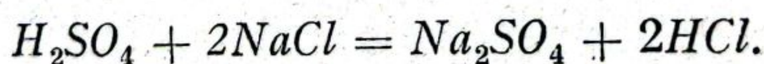
Această descoperire a soților Joliot-Curie a avut o importanță științifică dublă. În primul rînd, cei doi fizicieni au arătat că pozitronul poate să apară și pe pămînt, în condiții controlate de către experimentator. În al doilea rînd, prin

aceste reacții, soții Joliot-Curie au obținut primele elemente radioactive artificiale, adică create de către om.

Începînd de la această dată, numărul izotopilor instabili creați pe cale artificială a început să crească în mod considerabil. Ei au început să „populeze" într-o măsură din ce în ce mai mare căsuțele sistemului periodic. Actualmente se cunosc un număr de aproximativ 1 300 de izotopi din care numai 272 sînt stabili, iar restul sînt instabili. Din ultima categorie, aproximativ 50 sînt izotopi instabili naturali, iar restul sînt artificiali, fiind creați în condiții de laborator.

GENERAREA ȘI ANIHILAREA PERECHILOR ELECTRON-POZITRON

Studiul reacțiilor chimice i-a condus, în special pe chimiști, la ideea că atomii sînt niște „obiecte" care nu pot fi nici create și nici distruse. Într-adevăr, să considerăm, pentru fixarea ideilor, o reacție chimică, de exemplu cea dintre acidul sulfuric și clorura de sodiu, care se desfășoară după schema



$$H_2SO_4 + 2NaCl = Na_2SO_4 + 2HCl.$$

Se observă că în substanțele inițiale — adică în molecula de H_2SO_4 și în cele două molecule de $NaCl$ — se află 2 atomi de H, 1 atom de S, 4 atomi de O, 2 atomi de Na și 2 atomi de Cl. Aceiași atomi se regăsesc și după reacție, așezați însă într-un alt aranjament, corespunzător noilor substanțe rezultate. Într-adevăr, în molecula de Na_2SO_4 și cele două molecule de HCl se găsesc, de asemenea, doi atomi de H, 1 atom de S, patru atomi de O, doi atomi de Na și doi atomi de Cl.

De altfel, această constatare este adeseori folosită ca o metodă de verificare a corectitudinii unei reacții chimice. Trebuie arătat însă că o reacție chimică s-ar putea să fie

incorectă, chiar dacă se respectă condiția de mai sus. O reacție chimică este corectă cînd mai satisface și alte condiții; condiții care sînt stabilite în studiul chimiei.

Unele cercetări, cum ar fi cele legate de descoperirea electronului, au arătat că atomul nu este un obiect „indivizibil", așa cum arăta numele său, ci că la rîndul său este format dintr-un nucleu pozitiv în jurul căruia „gravitează" electroni. Atîta timp cît nucleul nu suferă nici o transformare, ipoteza invariabilității și indestructibilității atomilor rămîne valabilă. Într-adevăr, dintr-un atom se poate „smulge" un electron, atomul transformîndu-se într-un ion pozitiv, însă în momentul în care electronul îi este restituit, atomul devine exact cum fusese inițial.

Transmutațiile naturale și artificiale, precum și reacțiile nucleare, au arătat însă că și nucleul unui atom poate suferi transformări. În urma unor asemenea procese, nucleele unor elemente se transformă în nucleele altor elemente. De aici rezultă că atomii sînt niște obiecte care pot fi „create" și respectiv „distruse", în condiții convenabile.

Renunțarea la *principiul increabilității și indestructibilității atomilor* nu a creat prea multe probleme fizicienilor, deoarece se credea că „obiectele" mai mici din care este format un atom posedă ele însele proprietatea de a nu putea fi nici create și nici distruse.

Nu se renunța, în general, la principiul increabilității și indestructibilității, ci numai se cobora cu o treaptă nivelul „obiectelor" asupra cărora el acționa. Dealtfel, din această cauză, aceste „obiecte mai mici" din care este compus „obiectul mai mare" pe care îl reprezintă atomul, au căpătat denumirea de *particule elementare*, calificativul elementar arătînd că ele, la rîndul lor, nu sînt formate din „obiecte și mai mici".

Atomii nu sînt „obiecte" increabile și indestructibile. Foarte bine — gîndeau fizicienii. Particulele elementare din care sînt compuși atomii sînt însă increabile și indestructibile. Această idee fusese confirmată de toate reacțiile nucleare cunoscute pînă atunci. Într-adevăr, să considerăm, spre exemplificare din nou prima reacție nucleară:

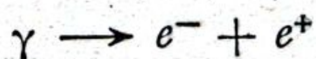


$$_7N^{14} + {}_2He^4 \longrightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1.$$

Cele două nuclee din partea stîngă au împreună 9 protoni (7 de la nitrogen și 2 de la particula α), precum și 9 neutroni (7 de la nitrogen și 2 de la particula α). Cele două nuclee care rezultă din reacție au tot 9 protoni (8 de la oxigen, plus protonul care ia naștere) și 9 neutroni (care provin integral din nucleul de oxigen). Această reacție a avut ca efect global doar o rearanjare a protonilor și neutronilor, rearanjare care, în unele cazuri, necesită un consum de energie, iar în altele generează energie. Toate particulele elementare care participă la reacție se regăsesc după ce reacția a avut loc.

Este adevărat că dezintegrarea β a elementelor radioactive ridică unele probleme, deoarece electronul rezultat printr-o transmutație β trebuie să fie emis din nucleu, iar în nucleu nu sînt electroni. Acest fenomen intra însă în categoria proceselor cărora urma să li se găsească o explicație, care deocamdată nu se întrevedea. În orice caz, această explicație, se gîndeau fizicienii acelor timpuri, ar fi trebuit să respecte principiul increabilității și indestructibilității particulelor elementare.

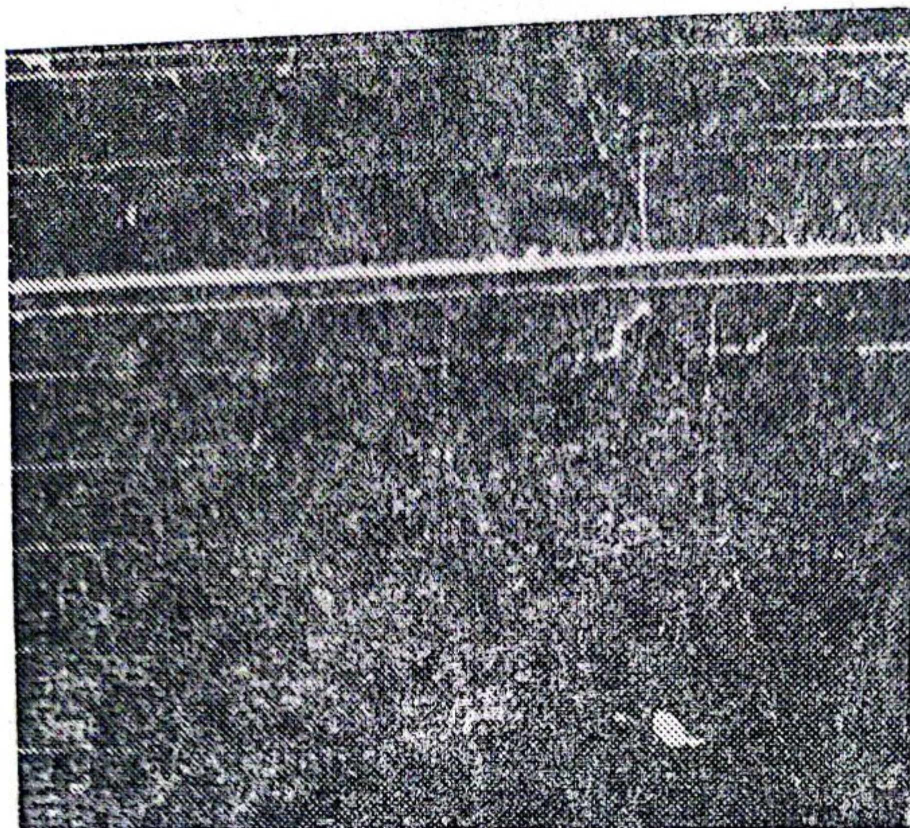
Iată însă că la numai un an după descoperirea pozitronului, *Blackett* și *Occhialini* pun în evidență un fenomen surprinzător — un foton γ poate da naștere la o pereche electron-pozitron, adică



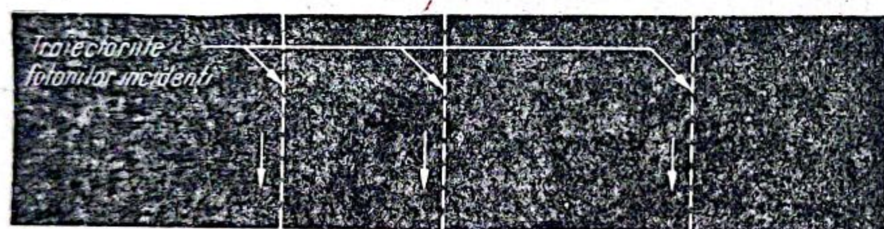
$$\gamma \longrightarrow e^- + e^+$$

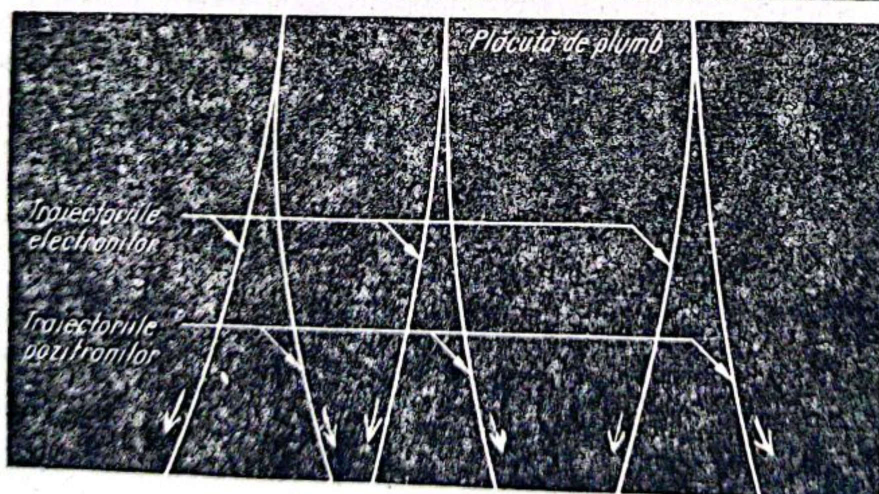
dacă sînt îndeplinite anumite condiții, care vor fi prezentate în cele ce urmează — fenomen care a căpătat denumirea de *generare de perechi electron-pozitron*.

Fotografia acestui proces, obținută cu ajutorul unei camere Wilson plasată într-un cîmp magnetic, este reprodusă în fig. 82. În camera Wilson a fost introdusă o foiță de plumb, care se observă clar pe figură. Această foiță este iradiată cu un fascicul de raze γ cu energia mai mare de 1 MeV. Direcția de propagare a fotonilor γ este perpendiculară pe foița de plumb, iar sensul este dinspre partea superioară a figurii înspre partea inferioară. Deoarece au o putere mică de ionizare, fotonii γ nu lasă urme în camera Wilson. În fotografie se observă că din trei puncte situate la ieșirea din foița de plumb apar cîte două traiectorii cu aceleași caracteristici,



a





b

Fig. 82. Generarea perechilor electron-pozitron: (*a*) fotografia originală a urmelor într-o cameră Wilson situată în cîmp magnetic: (*b*) fotografia comentată.

care sînt însă deviate de cîmpul magnetic, în mod egal, în sensuri opuse. Cele două urme fiind create de două particule cu aceeași masă și cu sarcini electrice egale și de semne con-

trare, trebuie, deci, să aparţină unui electron şi unui pozitron. Aceasta este concluzia la care au ajuns Blackett şi Occhialini după ce au făcut toate verificările posibile.

Condiţiile în care are loc procesul de generare pot fi determinate dacă se aplică legea conservării energiei şi respectiv legea conservării impulsului.

Legea conservării energiei cere ca energia fotonului γ să fie cel puţin egală cu energiile corespunzătoare maselor de repaus ale electronului şi pozitronului. Înlocuind valoarea masei electronului în relaţia $E = mc^2$, se obţine pentru energia corespunzătoare masei de repaus valoarea de 0,51 *MeV*. Pozitronul, avînd masa egală cu a electronului, are aceeaşi energie corespunzătoare masei de repaus. Rezultă că energia minimă a fotonului γ trebuie să fie de cel puţin 1,02 *MeV*.

Pentru a se putea forma o pereche electron-pozitron este necesar să fie îndeplinită şi legea conservării impulsului. După cum se observă din fig. 82, electronul şi pozitronul se deplasează de-a lungul aceleiaşi direcţii şi în acelaşi sens cu fotonul γ. Dacă notăm cu m_e şi m_p masa electronului, respectiv a pozitronului şi cu v_e şi v_p vitezele lor, atunci trebuie că $h\nu / c = m_e v_e + m_p v_p$ în care $h \nu / c$ este impulsul fotonului. La aceasta mai trebuie să adaugăm legea conservării energiei care cere ca $h \nu = m_e c^2 + m_p c^2$ în care $h \nu$ este energia fotonului γ. Se observă uşor că aceste două relaţii pe care le vom scrie din nou $h \nu = m_e c^2 + m_p c^2$ şi $h \nu = m_e v_e c + m_p v_p c$ admit numai soluţiile $v_e = v_p = c$. Rezultă că electronul şi pozitronul ar trebui să se deplaseze cu viteza luminii, ceea ce este inacceptabil, deoarece contravin principiilor relativităţii.

Acest rezultat era de aşteptat, deoarece fotonul spre deosebire de electron şi pozitron, are masa de repaus nulă.

În acest proces intervin, deci, două tipuri de particule: unele care au masa de repaus nulă — fotonul şi altele care au masa diferită de zero — electronul şi pozitronul. Pentru foton, raportul dintre impuls şi energie este $p/E = h \nu / c . h\nu = 1/c$ iar pentru o particulă cu masa de repaus nenulă $p' / E' = m \nu / mc^2 = v / c^2 = \beta . / c$. Dacă cele două parti-

cule au energiile egale $E' = E$ atunci raportul impulsurilor este $p' / p = \beta < 1$. La energii egale, o particulă cu masa de repaus diferită de zero are impulsul mai mic decît cel al unei particule cu masa de repaus nulă.

În consecință, dacă un foton se transformă într-o pereche electron-pozitron cu aceeași energie totală, adică dacă $h\nu = 2 m_0 c^2$ unde m_0 este masa de repaus a electronului egală cu cea a pozitronului, atunci electronul și pozitronul pot să preia doar o parte din impulsul fotonului.

De aci rezultă că pentru formarea unei perechi electron-pozitron este necesar să participe și o a treia particulă, care să preia surplusul de impuls. Această particulă poate să fie un atom sau chiar un electron. În ultimul caz, datorită masei sale mici, electronul preia un recul puternic, care poate fi pus în evidență relativ ușor cu ajutorul unei camere Wilson. Această concluzie a fost verificată experimental, obținîndu-se cu ajutorul camerei Wilson fotografii foarte clare în care, alături de urmele lăsate de perechea electron-pozitron, se observa și cea lăsată de electronul de recul.

Atomul sau electronul joacă rolul unei „gazde" în sensul că face „oficiile de gazdă" care constau, în principal, în a prelua o parte din impulsul fotonului γ. În cazul fotografiei din fig. 82 oficiile de gazdă au fost îndeplinite de atomii de plumb din foiță.

Toate concluziile care decurg din ipoteza că un foton γ generează o pereche electron-pozitron se verifică experimental. Aceasta arată că perechea electron-pozitron nu ia naștere nici din nucleu, unde nu se află nici electroni și nici pozitroni, și nici din învelișul electronic, unde nu se află pozitroni.

Fenomenele de generare a perechilor electron-pozitron au permis obținerea unor surse de pozitroni cu ajutorul cărora s-a verificat în mod experimental egalitatea dintre masele celor două particule. Cea mai convingătoare experiență în acest sens a fost efectuată de către *Thibaud*.

În calitate de sursă, atît de pozitroni cît și de electroni, Thibaud a utilizat o fiolă în care a introdus un preparat radioactiv ce emite raze γ (o sare de radiothoriu sau radon)

pe care a introdus-o într-un înveliș de plumb. Fotonii γ emiși de preparatul radioactiv dau naștere, în prezența nucleelor de plumb, la perechi electron-pozitron. Atît electronii cît și pozitronii emiși de această sursă au fost supuși acțiunii simultane a unui cîmp magnetic și a unui cîmp electric.

Într-o primă etapă a experienței, Thibaud a utilizat cîmpuri magnetice și electrice îndreptate de-a lungul unor anumite direcții și sensuri. În cea de a doua etapă a experienței, Thibaud a păstrat cîmpul magnetic nemodificat, însă a inversat sensul cîmpului electric. Dacă masa electronului este egală cu cea a pozitronului, atunci deviațiile care se obțin în cele două etape ar trebui să fie simetrice. Thibaud a constatat că, într-adevăr, deviațiile care se obțin sînt simetrice.

Și procesul invers formării perechilor electron-pozitron a fost observat. În acest proces, perechea electron-pozitron „dispare" iar energiile celor două particule sînt preluate de către radiațiile γ. Acest proces a căpătat denumirea de *anihilarea perechilor electron-pozitron*. Termenul este impropriu, deoarece anihilare înseamnă în fond distrugere, ceea ce nu corespunde realității fizice, deoarece perechea nu „dispare", ci se transformă în alte particule. Anihilarea perechilor electron-pozitron a fost pusă în evidență experimental, în aceeași perioadă a anilor 1933—1934, de către *Otto Klemperer și Th. Heiting*.

Și în cazul anihilării trebuie să fie satisfăcute legile de conservare ale energiei și impulsului. Teorema de conservare a energiei nu ridică nici o problemă. În ceea ce privește conservarea impulsului, situația este inversă față de cazul precedent, deoarece fotonii la aceleași energii au impulsuri mai mari decît cele ale unor particule cu masa de repaus diferită de zero. Pentru a înțelege mai ușor condițiile care rezultă din conservarea impulsului, să considerăm că, inițial, electronul și pozitronul se află în repaus. Aceasta înseamnă că înainte de anihilare, suma impulsurilor lor este nulă. După anihilare, trebuie, de asemenea, ca și suma impulsurilor să fie nulă. Aceasta este posibil numai dacă se formează doi sau

mai mulți fotoni γ, sau dacă la proces mai participă și o a treia particulă, în care caz se poate emite numai un singur foton.

Procesul de anihilare din care rezultă doi fotoni γ a fost pus în evidență de experiențele lui Klemperer și Heiting, precum și de numeroase altele care au urmat.

În cazul fenomenului de anihilare, teoremele de conservare a energiei și impulsului pot fi verificate experimental foarte ușor. Astfel, din cele două ecuații rezultă, că dacă pozitronul și electronul sînt aproximativ în repaus, adică dacă au energii relativ mici, atunci prin anihilare rezultă doi fotoni γ de 0,51 *MeV*, care se propagă în sensuri opuse.

Experiența, cel puțin în principiu, este foarte simplă. În vecinătatea unei surse de radiații γ de anihilare, se dispun doi contori, dintre care unul poate fi rotit. Impulsurile de la contor se aplică unui circuit de coincidențe. Acesta dă, la ieșirea sa, un impuls, numai în situația în care cei doi contori furnizează fiecare, simultan, cîte un impuls. Impulsurile de la circuitul de coincidență sînt numărate cu ajutorul unui numărător electronic.

Rotind contorul mobil se constată experimental că, într-adevăr, în situația în care cei doi contori sînt diametral opuși, numărătorul indică un număr relativ foarte mare de impulsuri. Este suficient ca poziția contorului mobil să fie puțin modificată pentru ca numărul impulsurilor să scadă foarte rapid către zero.

În ceea ce privește energia fotonului γ de anihilare, menționăm, de asemenea, că măsurătorile efectuate cu ajutorul diferitelor tehnici experimentale au arătat că energiile fotonului γ sînt, în limita erorilor experimentale, egale cu cele care rezultă din calculele teoretice.

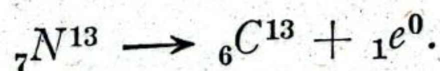
Fenomenele de producere și anihilare a perechilor au produs o puternică impresie asupra lumii științifice, deoarece electronul — una din pietrele fundamentale de construcție a universului — putea fi creat sau distrus. Electronul nu este un „obiect" etern, ci, ca și o ființă vie, se naște și moare.

RADIOACTIVITATEA NEUTRONULUI

Dezintegrarea β prin emisie de electroni sau pozitroni, pe care o vom nota cu β^-, respectiv cu β^+, mai ridică o problemă: de unde apar electronii sau pozitronii emiși avînd în vedere că în nucleu sînt numai protoni și neutroni? Răspunsul pe care fizica modernă l-a dat la această întrebare a fost surprinzător: deși particulele elementare, după concepțiile noastre actuale, nu sînt formate din alte particule mai mici, totuși ele se pot transforma unele într-altele.

De fapt, un asemenea proces am mai întîlnit și anume la generarea și anihilarea perechilor electroni-pozitroni, cînd un foton γ, cu energia suficient de mare, se transformă într-un electron și un pozitron, respectiv o pereche electron-pozitron se transformă în doi sau mai mulți fotoni. Acest proces de transformare a particulelor elementare nu reprezintă un caz unic, ci, după cum vom vedea în cele ce urmează, și protonii și neutronii se transformă unul într-altul, emițînd electroni sau pozitroni.

Într-adevăr, să considerăm, pentru fixarea ideilor, cazul unei dezintegrări β^+, de exemplu cea a *azotului-13*, pusă în evidență de către soții Joliot-Curie, care decurge după schema:



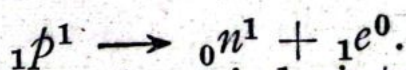
$$_7N^{13} \longrightarrow {}_6C^{13} + {}_1e^0.$$

În urma dezintegrării β^+ a nitrogenului se formează *carbonul-13.* Atît nucleul inițial de nitrogen cît și nucleul final de carbon au același număr de protoni și neutroni, deoarece se caracterizează prin același număr de masă egal cu 13. Sarcinile celor două nuclee sînt diferite. Nucleul de nitrogen are sarcina egală cu 7 unități elementare, ceea ce înseamnă că el conține 7 protoni. Nucleul de carbon conține numai 6 protoni. Rezultă că nucleul de nitrogen are un proton în plus, respectiv un neutron în minus, față de nucleul final. Pentru a obține din nucleul de nitrogen nucleul de carbon este deci necesar să transformăm protonul excedentar într-un neutron. Transformarea nucleului de nitrogen în nucleul de carbon

este deci echivalentă cu transformarea unui proton într-un neutron.

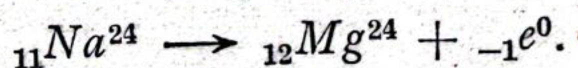
Dacă protonul s-ar transforma numai într-un neutron, atunci ar „dispărea" o sarcină elementară pozitivă. Aceasta ar însemna că într-o asemenea transformare legea conservării sarcinei electrice şi-ar pierde valabilitatea. În toate fenomenele fizice, chiar şi în cele la scară microscopică, nu a existat nici un singur caz în care legea conservării sarcinii electrice să-şi fi pierdut valabilitatea. Ieşirea din această situaţie este foarte simplă: trebuie să presupunem că protonul se transformă în două particule şi anume într-un neutron căruia îi „transmite" cea mai mare parte din masă şi un pozitron căruia îi „transmite" integral sarcina electrică. Această ipoteză mai are încă un avantaj, pe lîngă acela de a „salva" legea conservării sarcinii electrice, şi anume, explică apariţia pozitronului care rezultă în procesul de transformare a nucleului de nitrogen în nucleul de carbon.

Schema de transformare a protonului este deci:



$$_1p^1 \longrightarrow {}_0n^1 + {}_1e^0.$$

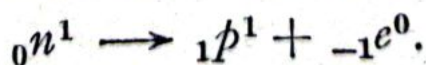
Să considerăm şi cazul unei dezintegrări β^-, de exemplu cea a sodiului-24 care decurge după schema



$$_{11}Na^{24} \longrightarrow {}_{12}Mg^{24} + {}_{-1}e^0.$$

Ambele nuclee au acelaşi număr de protoni şi neutroni. Nucleul de sodiu are însă 11 protoni şi 13 neutroni, iar cel de magneziu 12 protoni şi 12 neutroni. Nucleul iniţial are deci un proton mai puţin şi respectiv un neutron mai mult decît nucleul final. Repetînd aceleaşi raţionamente rezultă că în acest proces un neutron se transformă în două particule: un proton şi un electron.

Schema de transformare a neutronului este deci



$$_0n^1 \longrightarrow {}_1p^1 + {}_{-1}e^0.$$

Aceste transformări arată că atît protonul cît şi neutronul pot fi consideraţi nu ca două particule elementare distincte ci ca una şi aceeaşi particulă denumită *nucleon* care se poate afla în două stări — *o stare încărcată cu sarcina electrică denumită proton şi o stare neîncărcată denumită neutron.*

O situație analogă se întîlnește și în cazul emisiunii luminii de către un atom. După cum se știe, deși un atom excitat emite un foton, nu se consideră că atomul ar fi format din nucleu, electroni și fotoni. Fotonul ia naștere atunci cînd un electron „coboară" de pe un nivel energetic superior pe unul inferior, în care caz fotonul preia cu sine diferența dintre energiile celor două nivele. În mod asemănător nici electronii sau pozitronii nu se găsesc „de-a gata" în nucleul atomic, ci ei „se nasc" în momentul în care nucleul suferă o dezintegrare β.

Transformarea protonului în neutron sau a neutronului în proton, pusă în evidență mai sus, are loc în interiorul nucleului, atunci cînd acesta suferă o dezintegrare β^- sau β^+. Acest proces de transformare poate avea loc numai în interiorul nucleului sau se poate întîmpla și în afara lui? Pentru a răspunde la această întrebare vom face bilanțul energetic al celor două transformări. În unități atomice de masă, masa protonului este $m_p = 1{,}00758$, masa neutronului este $m_n = 1{,}00893$ iar masa electronului egală cu cea a pozitronului este $m_e = 0{,}00055$.

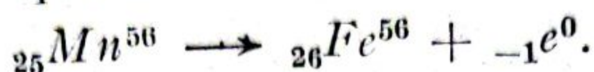
Se observă ușor că masa neutronului este mai mare decît suma dintre masa protonului și cea a pozitronului. Dacă se fac calculele numerice, se constată că acestei diferențe de masă îi corespunde 1,8 *MeV*. Rezultă că la transformarea neutronului într-un proton se degajă o energie de 1,8 *MeV* și că la transformarea inversă se absoarbe o energie egală. Avînd în vedere că orice sistem fizic tinde să ajungă în situația de energie minimă, se poate trage concluzia că neutronul „liber" este instabil, adică el se transformă de la sine într-un proton și electron, în timp ce protonul „liber" este o particulă stabilă.

Spre deosebire de proton, care este stabil, neutronul liber este radioactiv și anume β^- radioactiv, dezintegrîndu-se într-un proton și un electron. Această concluzie este confirmată și de următoarele două procese: reacția (n, p) produsă prin bombardarea *fierului-56* cu neutroni de cîțiva *MeV* din care rezultă *mangan-56* și un proton



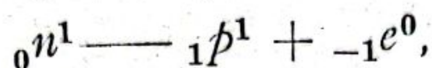
$$_{26}Fe^{56} + {}_0n^1 \longrightarrow {}_{25}Mn^{56} + {}_1p^1$$

şi dezintegrarea β^- a *manganului-56*, care are timpul de înjumătăţire egal cu aproximativ 3 ore:



$$_{25}Mn^{56} \longrightarrow {}_{26}Fe^{56} + {}_{-1}e^{0}.$$

Se observă că prin dezintegrarea manganului s-a obţinut nucleul de la care am plecat. Aceste două procese pot fi considerate ca reprezentînd unul singur şi anume transformarea unui neutron într-un proton şi electron:



$$_{0}n^{1} \text{——} {}_{1}p^{1} + {}_{-1}e^{0},$$

nucleul de fier jucînd un rol asemănător cu cel al unui catalizator dintr-o reacţie chimică.

Observarea experimentală a dezintegrării neutronului a întîmpinat serioase dificultăţi. Neutronul există numai din momentul în care a fost emis, pînă în momentul în care a fost absorbit de primul nucleu pe care l-a întîlnit. Chiar în cazul unor neutroni „reci", adică cu energii foarte mici şi în condiţiile deplasării într-un vid înaintat, un neutron parcurge, un drum mediu de aproximativ 10 *cm*, căruia îi corespunde o durată de viaţă în stare liberă de numai $10^{-4}\,s$. Calcule relativ simple arată că pentru a putea observa un singur neutron care se dezintegrează, este necesar să lucrăm cu fluxuri foarte intense de neutroni lenţi, de ordinul a $10^{9}-10^{10}$ neutroni/s. Asemenea fluxuri intense au putut fi obţinute numai după construirea reactorilor nucleari. Din această cauză, abia în 1950 s-a putut considera că dezintegrarea neutronilor a fost demonstrată experimental, în mod cert. În ceea ce priveşte timpul de înjumătăţire, valorile date de diverşi autori variază între 15 şi 30 *minute*. Actualmente se consideră că timpul de înjumătăţire al neutronului este de 17 *minute*.

FOTONUL — PROPRIA SA ANTIPARTICULĂ

Existența pozitronului, adică a unei particule cu masa egală cu cea a electronului, însă cu sarcina electrică egală și de semn contrar, fusese prezisă încă din anul 1928 de către *Paul Adrien Maurice Dirac* (n. 1902). Cu această ocazie, Dirac a introdus noțiunea de *antiparticulă*, pozitronul, reprezentînd antiparticula electronului. Numai trei particule elementare nu au antiparticule sau, mai riguros vorbind, reprezintă propriile lor antiparticule, adică antiparticulele nu se deosebesc cu nimic de particulele cărora le corespund. Dintre aceste particule, alături de mezonii π^0 și η face parte și *fotonul*.

Pentru a înțelege esența ideilor lui Dirac este necesar să facem o scurtă prezentare a cercetărilor în domeniul structurii atomului.

BUDINCA CU STAFIDE A LUI J.J. THOMSON

Primul model atomic a fost propus în 1897 de către J.J. Thomson. După J.J. Thomson un atom este compus dintr-un nor de sarcină pozitivă, de formă sferică, care umple tot volumul ocupat de atom și în care plutesc electronii.

J.J. Thomson a fost obligat să considere un asemenea model pentru a putea explica stabilitatea atomilor. Să considerăm, de exemplu, atomul cel mai simplu, atomul de hidro-

gen, care are un singur electron. În acest caz, poziția de echilibru a electronului se află chiar în centrul norului de sarcină pozitivă. Se observă ușor că dacă electronul este perturbat din poziția de echilibru, atunci forța exercitată de norul de sarcină pozitivă va tinde să-l aducă înapoi, în poziția de echilibru, echilibru care capătă calitatea de a fi stabil. Atomul este astfel stabil la diferite perturbații.

Oscilațiile electronilor perturbați dau naștere, așa cum a arătat Lorentz, la emisia undelor luminoase. Spectrele calculate cu ajutorul acestui model nu semănau deloc cu cele observate experimental. Imposibilitatea de a explica, cu ajutorul acestui model, spectrele radiațiilor emise de către atomi, a dovedit că acesta nu corespunde realității. Deoarece electronii plutesc în interiorul norului de sarcină pozitivă, acest model a căpătat denumirea de „budinca cu stafide" a lui J.J. Thomson.

MODELUL PLANETAR AL ATOMULUI

Anul 1911 marchează efectuarea unei experiențe de o deosebită importanță pentru stabilirea structurii atomului. Această experiență a fost efectuată de Ernest Rutherford, care a avut ideea de a bombarda atomii cu particule α.

Rezultatele acestei experiențe au fost neașteptate. Măsurătorile au arătat că cea mai mare parte a particulelor care traversau atomii erau nedeviate. Aceasta arată că atomul are o structură lacunară. Existau însă și particule α, care erau deviate de la direcția inițială, unele cu un unghi atît de mare încît erau trimise înapoi înspre sursa radioactivă.

Rezultatele obținute erau în contradicție vădită cu modelul lui J.J. Thomson. Într-adevăr, interacțiunea particulelor α cu electronii și trecerea prin norul de sarcină pozitivă nu putea să producă o deviere a particulelor, ca cea observată.

Pe Rutherford îl obsedau particulele α care se întorceau înapoi din foița subțire de aur. Într-o zi, Rutherford a avut ideea de a compara traiectoriile particulelor α cu cele ale cometelor, din sistemul solar. Comparația i-a arătat că aspectul fenomenului de difuzie a particulelor α indică prezența în centrul atomului, a unui miez, masiv încărcat electric pe care l-a denumit *nucleu*.

Aceste experiențe l-au determinat pe Rutherford să elaboreze așa numitul *model planetar al atomului*, conform căruia în centrul atomului se află un nucleu greu, încărcat cu sarcină pozitivă, în jurul căruia se rotesc electronii astfel încît forța de atracție electrică să fie compensată de forța centrifugă.

Modelul planetar al lui Rutherford, cu un soare nucleu și cu planete electroni, a cucerit inimile tuturor oamenilor amatori de imagini clare. Modelul lui Rutherford, repetînd atît de fidel structura sistemului solar, era foarte natural, frumos și simplu. Din ziua cînd acest model a fost desenat pentru prima oară în paginile revistei *Philosphical Magazine* din mai 1911 și pînă astăzi, figura binecunoscută care reprezintă structura atomului apare, aproape fără nici o modificare, în paginile nenumăratelor cărți de popularizare a științei.

Modelul planetar nu a cucerit însă și inimile fizicienilor, deoarece el contravenea legilor fizicii clasice. Un asemenea atom care ar fi ascultat de legile fizicii clasice ar fi trebuit să fie instabil.

De unde provine instabilitatea? Modelul lui Rutherford se deosebește de sistemul solar prin aceea că în timp ce planetele sînt neutre din punct de vedere electric, electronii sînt particule încărcate electric. O sarcină electrică în mișcare accelerată radiază unde electromagnetice în conformitate cu electrodinamica clasică. Undele electromagnetice preiau cu ele în mod permanent energie de la electroni. Ca atare, un electron care se învîrte în jurul nucleului va trebui să piardă încontinuu energie. Electronul va începe să se miște pe o spirală pînă ce în final va cădea pe nucleu.

Electrodinamica clasică arată că acest proces durează o sutime de milionime de secundă. Dacă ar exista deci un atom asemănător cu cel propus de Rutherford, atunci acesta ar înceta să mai existe într-o sutime de milionime de secundă. Atomii însă există și sînt stabili timp foarte îndelungat. În general, un atom care este ferit de acțiuni exterioare, poate „trăi" o veșnicie, adică un timp nelimitat. Și Rutherford știa foarte bine că atomul propus de el este condamnat la o moarte sigură de către fizica clasică, chiar în momentul în care l-a propus.

POSTULATELE LUI BOHR

După apariția articolului menționat, au urmat cercetări asidue pentru elucidarea problemei stabilității atomului. Această problemă l-a pasionat și pe *Niels Bohr* (1885–1962) care pe atunci era un tînăr fizician ce lucra în laboratoarele lui Rutherford, după ce în prealabil lucrase și în cele ale lui J.J. Thomson.

Lui Bohr îi era foarte clar că modelul lui Rutherford era singurul care putea să explice rezultatele experiențelor de bombardare ale nucleelor cu particule α. Singura explicație posibilă a stabilității atomului rămînea doar faptul că natura mai are și alte legi în afară de cele știute, legi cărora li se supun atomii.

Ceea ce creează instabilitatea atomului este radiația de energie, sub formă de unde electromagnetice. Din moment ce atomul este stabil, Bohr a postulat că într-un atom există anumite orbite pe care electronii se pot mișca, fără să emită unde electromagnetice.

Rămînea de rezolvat problema cea mai complicată și anume explicarea spectrelor de linii emise de către atomi.

În rezolvarea acestei probleme, Bohr a avut o intuiție genială, propunînd un proces care nu-și are echivalentul în fizica clasică: saltul electronului de pe o orbită pe alta, însoțit de emisiunea unei cuante de lumină, a cărei frecvență este egală cu valoarea corespunzătoare diferenței de energie dintre cele două stări, în conformitate cu formula lui Planck $E = h\nu$.

Aceste considerații au fost formulate în 1913 de Bohr sub forma a două postulate:

1. *Atomul este caracterizat prin anumite stări, denumite stări staționare, în care nu se produce emisia de energie, chiar dacă particulele încărcate din atomi se găsesc într-o astfel de mișcare încît, după legile electrodinamicii clasice, ar trebui să emită radiații electromagnetice.*

2. *Orice emisie sau absorbție de radiație electromagnetică corespunde unei treceri dintr-o stare staționară într-alta, trecere care se numește tranziție. La o tranziție se emite sau se absoarbe un foton, a cărei frecvență* ν *este determinată de relația*

$$h\nu = |E_m - E_n|$$

în care E_m și E_n reprezintă energiile stărilor între care are loc saltul.

Esența postulatelor lui Bohr poate fi urmărită mai ușor cu ajutorul diagramei nivelelor energetice. O asemenea diagramă se construiește trasînd o linie verticală, pe care o gradăm în unități de energie (vezi fig. 83.) Primul postulat arată că energia unui atom poate avea numai anumite valori. Trasînd cîte o linie orizontală în dreptul valorilor permise ale energiilor, se obține o diagramă care ilustrează în mod sugestiv stările energetice ale atomului. Tranzițiile, care fac obiectul celui de-al doilea postulat, se reprezintă în această diagramă prin niște săgeți îndreptate de la nivelul inițial către nivelul final. Dacă atomul emite un foton, săgeata este

îndreptată în jos. În cazul contrar, în care atomul absoarbe un foton, săgeata este îndreptată în sus. În ambele cazuri, energia fotonului este egală cu diferența energiilor nivelelor între care are loc tranziția.

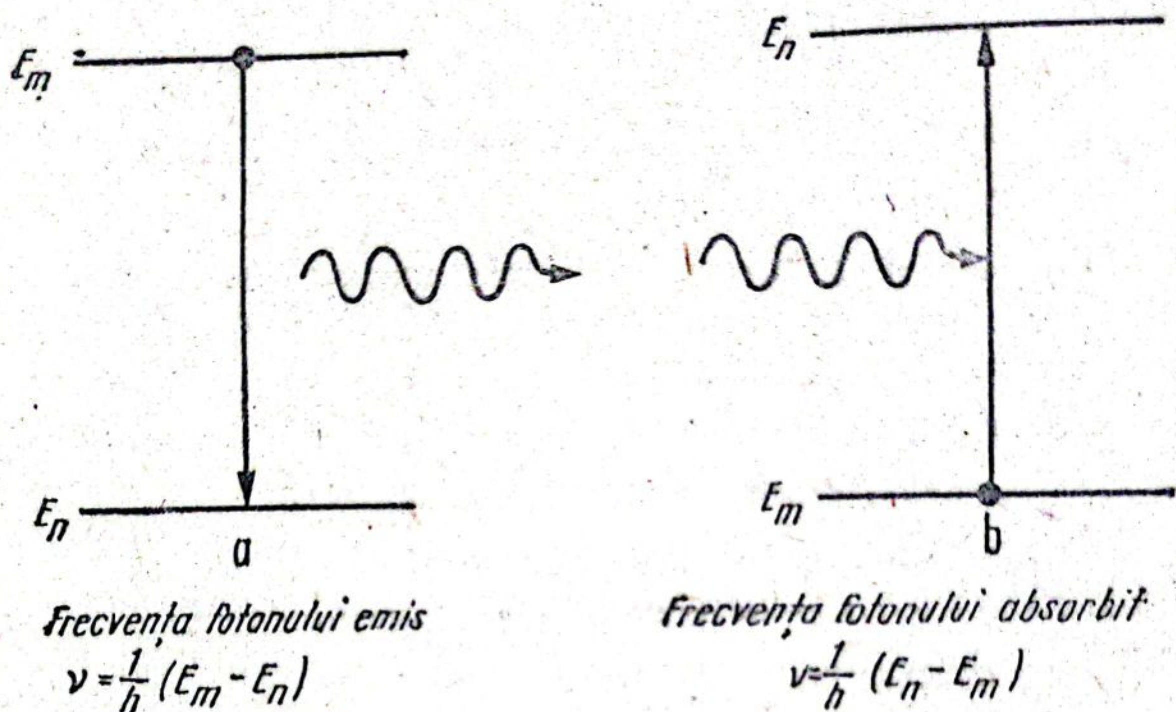


Fig. 83. Diagrama nivelelor energetice: (*a*) tranziție însoțită de emisia unui foton; (*b*) tranziție însoțită de absorbția unui foton.

TEORIA LUI BOHR ȘI ATOMUL DE HIDROGEN

Încercarea de a explica, cu ajutorul acestor postulate, spectrul celui mai simplu sistem atomic — *atomul de hidrogen* — a constituit piatra de încercare a valabilității ipotezelor lui Bohr. Acest examen a fost trecut cu succes.

Punînd condiția ca valoarea acțiunii unui electron, care se rotește în jurul nucleului, să fie un multiplu întreg n al constantei lui Planck, Bohr reușește să determine razele orbitelor permise. Orbitele permise sînt reprezentate în fig. 84.

Cunoscînd razele orbitelor, Bohr a calculat energiile corespunzătoare, obținînd astfel valorile permise ale energiei

$$E = -\frac{e^4 m}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

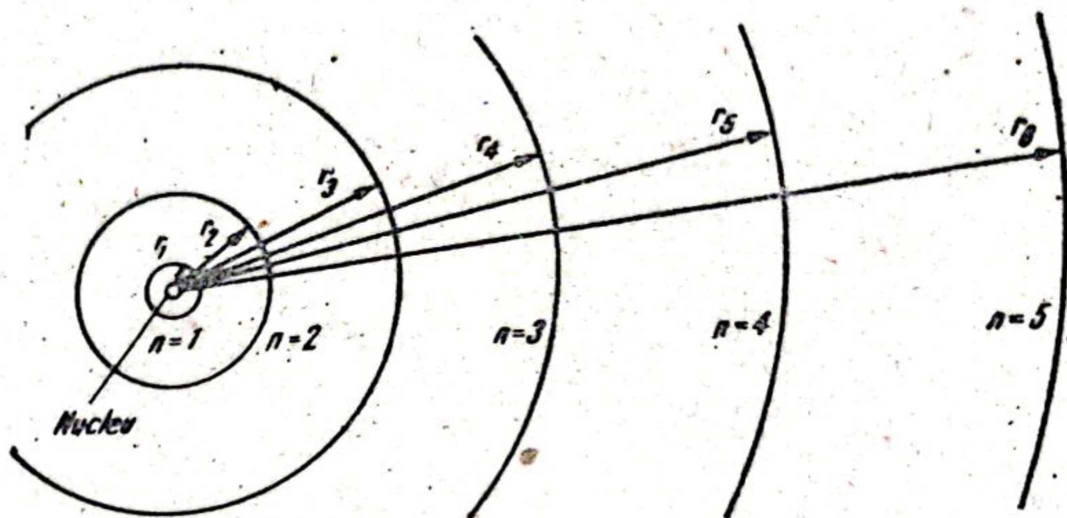


Fig. 84. Orbitele permise pe care se poate roti electronul din atomul de hidrogen.

în care ε_0 este permitivitatea vidului, m — masa electronului și e — sarcina electronului. Nivelele energetice sînt reprezentate în fig. 85.

În continuare, Bohr a introdus expresia energiei în relația dată de cel de-al doilea postulat, obținînd frecvențele liniilor spectrale emise sau absorbite:

$$\nu = \frac{1}{h}(E_i - E_f) = -\frac{e^4 \cdot m}{8h^3 \varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2}\right)$$

în care n_i și n_f reprezintă valorile numărului n, corespunzătoare nivelului inițial, respectiv final.

Dacă se face comparație cu formula generală a frecvențelor liniilor seriilor spectrale

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}\right)$$

atunci se observă că s-a obținut o relație identică, dacă constanta lui Rydberg pentru hidrogen ar avea valoarea:

$$R = \frac{e^4 m}{8h^3 c \varepsilon_0^2}$$

Înlocuind valorile numerice ale mărimilor care intervin în această relație se obține $R_{calculat} = 109\,737{,}303\ cm^{-1}$. Valoarea determinată experimental este $R_{experimental} = 109\,677{,}581\ cm^{-1}$. Se observă concordanța foarte bună

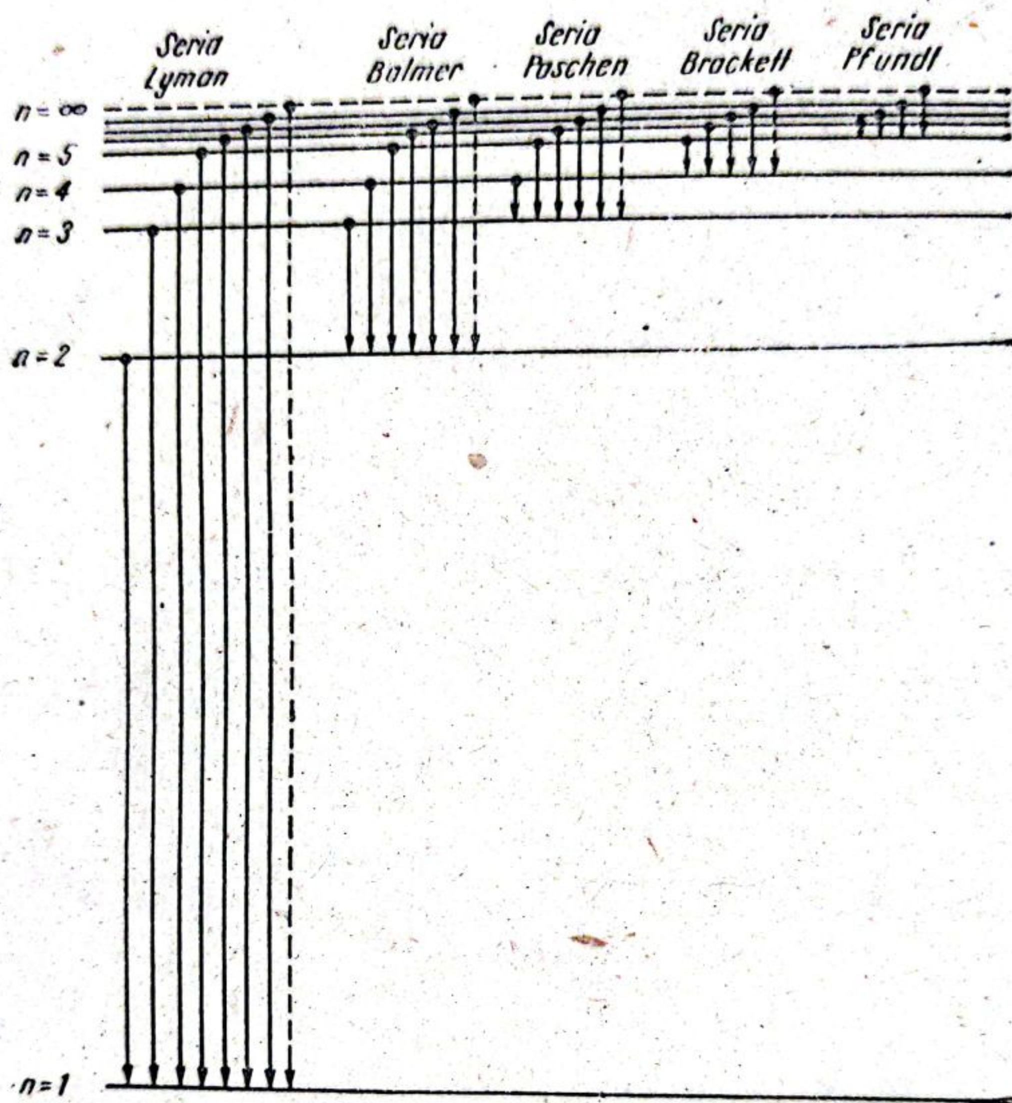


Fig. 85. Diagrama nivelelor energetice ale atomului de hidrogen și tranzițiile corespunzătoare diferitelor serii spectrale.

între valoarea teoretică și cea experimentală, ceea ce a constituit un mare succes al teoriei lui Bohr.

Tranzițiile corespunzătoare liniilor care formează seriile spectrale sînt reprezentate, de asemenea, în fig. 85. Se observă că liniile spectrale care formează, de exemplu, *seria lui Lyman*, corespund tranzițiilor de pe nivelele superioare, pe nivelul cu energia cea mai mică, căruia îi corespunde

$n_f = 1$. Liniile care formează celelalte serii, corespund tranzițiilor de pe nivelele superioare, pe nivelul $n_f = 2$ (*seria Balmer*), $n_f = 3$ (*seria Paschen*) etc.

Teoria lui Bohr dă în același timp și o explicație simplă *principiului de combinație a lui Ritz*. Într-adevăr, termenii care apar în acest principiu reflectă, în fond, energiile nivelelor între care are loc tranziția, care generează linia spectrală respectivă.

Bohr a considerat în calculele sale că electronul se deplasează pe orbite circulare. *Arnold Sommerfeld* (1868—1951) a generalizat imediat teoria lui Bohr și pentru cazul orbitelor eliptice.

Electronul în mișcarea sa în jurul nucleului posedă un moment cinetic, al cărui modul are valoarea

$$L = l\,\frac{h}{2\pi} = l\hbar$$

în care s-a utilizat notația propusă de Dirac $\hbar = h/2\pi$. Cea mai convenabilă unitate de măsură a momentelor cinetice, în mecanica cuantică, este constanta lui Planck împărțită la 2π.

Numărul l care intervine în această relație poate avea valorile $l = 0, 1, 2, 3, \ldots, n-1$. De exemplu, dacă $n = 3$ atunci l poate avea trei valori $l = 0$, 1 și 2.

În continuare, calculele efectuate pe baza postulatelor lui Bohr au arătat că, față de o direcție privilegiată, momentul cinetic L pe care îl vom denumi *moment cinetic orbital* (deoarece este determinat de mișcarea electronului pe orbită) nu poate avea orice orientare. Sînt permise numai acele orientări pentru care proiecția sa L_z pe direcția privilegiată (pe care o considerăm că este axa O_z) are valoarea

$$L_z = m_l\hbar$$

în care m_l este un alt număr, care poate avea valorile

$$m_l = -l,\ -l+1, \ldots -1,\ 0,\ 1, \ldots l-1,\ l.$$

De exemplu dacă $l = 3$ atunci m_l poate avea șirul de valori $m_l = -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. Orientările posibile sînt reprezentate în fig. 86.

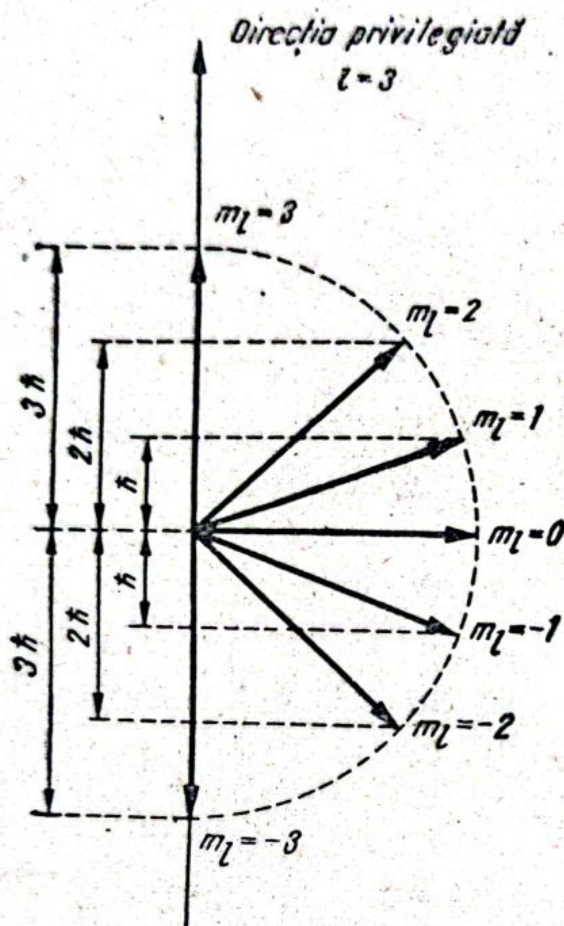


Fig. 86. Orientările permise ale unui moment cinetic orbital caracterizat prin $l = 3$.

Se observă ușor că pentru o anumită valoare a numărului l, m_l are $2l + 1$ valori diferite, ceea ce înseamnă că apar $2l + 1$ orientări.

Direcția privilegiată poate fi creată, de exemplu, cu ajutorul unui cîmp magnetic. Electronul în mișcarea sa în jurul nucleului, reprezintă o mică spiră parcursă de curent electric. O spiră, parcursă de curent electric, introdusă într-un cîmp magnetic, are o anumită energie de interacțiune cu cîmpul în care este introdusă. Avînd în vedere că în mecanica cuantică, în general, energia este cuantificată, rezultă că și această energie de interacțiune nu poate avea orice valoare, ci numai anumite mărimi, care corespund orientărilor permise ale spirei, adică ale orbitei electronului. Cuantificarea orientării

momentului cinetic este deci „în ton" cu atmosfera mecanicii cuantice.

Numerele n, l, m_l, care caracterizează mișcarea electronului, se numesc *numere cuantice*.

SUCCESELE ȘI DIFICULTĂȚILE TEORIEI LUI BOHR

Evoluția fizicii cuantice după 1913 reprezintă, în esență, dezvoltarea teoriei lui Bohr, care a explicat, în mod strălucit, o serie de fapte experimentale, explicații în amănuntele cărora nu vom intra.

Cu toate succesele obținute, teoria lui Bohr avea o serie de neajunsuri esențiale, dintre care unele erau evidente chiar de la început.

În primul rînd, teoria lui Bohr era contradictorie din punct de vedere logic. *Teoria lui Bohr nu era nici consecvent clasică, nici consecvent cuantică*. Ea reprezenta o îmbinare a fizicii clasice cu postulate cuantice, străine spiritului clasic. După o butadă a lui W.H. Bragg, în teoria lui Bohr ar trebui să folosim luni, miercuri și vineri legile clasice, iar marți, joi și sîmbătă cele cuantice.

Cea mai supărătoare deficiență a fost, fără îndoială, eșecul tuturor încercărilor de a construi o teorie a atomului de heliu, care, după cel de hidrogen, are structura cea mai simplă, fiind format numai dintr-un nucleu și doi electroni, ca să nu mai vorbim de ceilalți atomi cu o structură mai complexă.

Dificultățile de care se lovea teoria lui Bohr dovedeau din ce în ce mai mult caracterul nesatisfăcător al fundamentelor ei, lipsa unor principii fizice generale. Teoria lui Bohr, bazată pe fizica clasică, nu putea fi decît o fază de trecere spre crearea unei teorii cuantice consecvente a fenomenelor

la scara microscopocă. Această teorie avea să fie creată între anii 1923—1925 de către *Erwin Schrödinger* (1887—1961) și *Werner Heisenberg* (n. 1901).

SPINUL ELECTRONULUI

Studiul liniilor spectrale emise de diferiți atomi, la care s-a adăugat și așa-numitul *efect Zeeman anomal* (calificativul de anomal i-a fost atribuit deoarece el nu poate fi explicat cu ajutorul fizicii clasice, prin raționamentele bazate pe ideile teoriei electronilor), au arătat că electronului trebuie să i se mai atribuie, pe lîngă momentul cinetic orbital, încă un moment cinetic, care a căpătat denumirea de *moment cinetic de spin* sau pur și simplu *spin*. Într-o imagine clasică, spinul s-ar datora, după cum arată și numele său (în limba engleză verbul *to spin* înseamnă a se roti) mișcării de rotație a electronului în jurul unei axe proprii, care trece prin centrul său de masă. Cu aceasta, analogia dintre structura atomului și cea a sistemului solar a devenit și mai frapantă.

Ideea că electronul s-ar putea roti în jurul unei axe proprii a fost enunțată încă din 1921 de către *Compton* și apoi de către *Kronig* în 1923. Această idee a fost combătută foarte energic de către *Wolfgang Pauli* (1900—1958), care a arătat că ea conduce la o serie de concluzii inacceptabile.

În anul 1926, fizicienii teoreticieni *George Uhlenbeck* (n. 1900) și *Samuel Goudsmit* (n. 1902) au demonstrat că numai prin postularea existenței spinului se pot explica spectrele emise de diferiți atomi precum și efectul Zeeman anomal.

De data aceasta, Pauli nu a mai avut ce obiecta, însă numai în ceea ce privește existența spinului. Pauli a fost primul care a atras atenția fizicienilor asupra imposibilității reprezentării momentului cinetic de spin cu ajutorul conceptelor fizicii clasice. El a combătut energic orice tentativă în această direcție, arătînd că spinul reprezintă după cum

vom vedea și noi în paragraful care urmează, o noțiune cu o semnificație fizică mult mai profundă.

Avînd în vedere că momentul cinetic orbital are modulul egal cu $l\hbar$ în care l este un număr întreg, ne-am aștepta ca și modulul momentului cinetic de spin să aibă o valoare egală cu $s\hbar$, în care s este un alt număr cuantic. Această idee se verifică, cu o condiție: numărul cuantic s poate să aibă numai o singură valoare și anume $s = 1/2$. Pentru simplificarea limbajului, se afirmă că spinul electronului este egal cu 1/2, înțelegînd prin aceasta că modulul său este egal cu 1/2 unități $\hbar$.

Avînd în vedere că s are valoarea egală cu 1/2, rezultă că față de o direcție privilegiată, spinul electronului poate avea $2s + 1 = 2 \cdot 1/2 + 1 = 2$ orientări, caracterizate prin valorile numărului cuantic m_s egale cu $-1/2$ și respectiv 1/2. Spinul poate avea deci două orientări, pentru care proiecția sa pe direcția privilegiată are valoarea $-1/2 \cdot \hbar$, respectiv $+1/2\ \hbar$.

PRINCIPIUL DE EXCLUZIUNE

Ipoteza existenței spinului electronului explică spectrele unor atomi, precum și efectul Zeeman anomal, însă o serie de alte fenomene, rămîneau încă neelucidate. De altfel, nici spectrele emise de diferiți atomi precum și efectul Zeeman anomal nu erau explicate în mod complet. Era nevoie de o ipoteză nouă pe care teoria cuantică fundamentată de Schrödinger și Heisenberg nu o putea oferi. Această ipoteză a fost formulată în anul 1925, de către Pauli. Această ipoteză a căpătat denumirea de *principiul de excluziune* al lui Pauli. Principiul de excluziune al lui Pauli afirmă că într-un sistem (de exemplu într-un atom) nu pot să existe doi electroni în aceeași stare, adică caracterizați prin aceleași patru numere cuantice n, l, m_l și m_s (numărul cuantic s nu a fost introdus, deoarece el are întotdeauna valoarea $s = 1/2$). Doi electroni

dintr-un sistem trebuie să difere cel puţin prin valoarea unui număr cuantic, din grupul de cele patru numere.

Iniţial, acest principiu a fost formulat pentru electroni. Ulterior, s-a constatat că principiul îşi păstrează valabilitatea pentru orice particulă elementară sau sistem, care are spinul semiîntreg, adică pentru care *s* poate avea valorile 1/2, 3/2, 5/2 etc.

Pe de altă parte, particulele care au spinul întreg, adică pentru care *s* poate avea valorile 1, 2, 3, ..., nu se supun principiului de excluziune. Într-un sistem se pot afla în aceeaşi stare un număr nelimitat de particule cu spinul întreg.

Desigur, cititorul se va întreba: cum se explică faptul că particulele cu spinul semiîntreg se supun principiului de excluziune al lui Pauli, iar cele cu spinul întreg, nu? După cum remarcă cunoscutul fizician *Richard Feynman* în lecţiile sale de fizică, răspunsul la această întrebare este, după cît se pare, singurul care este imposibil de dat cu ajutorul unor imagini intuitive.

LEGEA CONSERVĂRII MOMENTULUI CINETIC ŞI SPINUL FOTONULUI

Aşa după cum s-a arătat, pînă la începutul secolului al XX-lea fizicienii stabiliseră patru legi de conservare, printre care figura şi *legea conservării momentului cinetic*. La o ciocnire între două particule se conservă nu numai energia şi impulsul, dar şi momentul cinetic. Aceasta înseamnă că suma momentelor cinetice ale particulelor înainte de ciocnire este egală cu suma momentelor cinetice după ciocnire.

Prin aplicarea legii conservării momentului cinetic, procesului prin care un atom emite un foton, adică scriind că momentul cinetic iniţial al atomului este egal cu suma dintre momentul cinetic final al atomului şi spinul fotonului, se obţine ultima mărime. Nu vom expune aceste calcule, deoa-

rece ne îndepărtează prea mult de subiectul lucrării. Vom menționa doar că în mecanica cuantică, datorită faptului că momentele cinetice pot avea numai anumite orientări, adunarea acestora se face după anumite reguli specifice.

Efectuînd aceste calcule se obține că spinul fotonului este egal cu $\hbar$, ceea ce înseamnă ca numărul cuantic de spin are valoarea egală cu unitatea. *Fotonul este deci o particulă cu spinul întreg și în consecință nu se supune principiului de excluziune al lui Pauli.*

Această concluzie are o deosebită importanță. Într-adevăr, să considerăm o undă electromagnetică plană. Într-o imagine corpusculară, unda electromagnetică este echivalentă cu un fascicul de fotoni care se deplasează de-a lungul aceleiași direcții și în același sens cu unda. Numărul de fotoni poate fi calculat foarte ușor împărțind energia transportată de undă la energia unui foton.

Fotonii nu se supun principiului de excluziune al lui Pauli. Din această cauză, numărul fotonilor din unda electromagnetică poate fi teoretic oricît de mare. Rezultă că, în principiu, pot fi obținute unde electromagnetice cu intensități arbitrar de mari. În realitate, însă o serie de motive tehnice limitează intensitățile maxime ale undelor electromagnetice care pot fi obținute practic.

Consecințele importante pe care le are principiul de excluziune apar mai clar dacă presupunem, evident numai de dragul ipotezelor, că particulele cu spinul întreg se supun acestui principiu, iar cele cu spinul semiîntreg, nu. În acest caz, într-un atom, electronii s-ar putea afla, într-un număr nelimitat, în aceeași stare. Toți electronii s-ar aduna pe orbita cea mai apropiată de nucleu. Atomii diferitelor elemente nu ar avea proprietățile chimice și fizice care le sînt caracteristice și care îi deosebesc unii de alții. Toți atomii diferitelor elemente ar avea proprietăți asemănătoare. În acest caz, chimia, pur și simplu, ar dispărea ca știință.

O situație asemănătoare apare și în cazul fotonilor. Dacă fotonii s-ar supune principiului de excluziune, atunci n-ar putea să existe, de exemplu, comunicațiile prin intermediul

undelor electromagnetice. Emisiunile de radio și televiziune, atît de adînc înrădăcinate în viața noastră de toate zilele, nu ar putea să fie transmise.

ECUAȚIA LUI DIRAC

În forma sa inițială mecanica cuantică, fundamentată de Schrödinger și Heisenberg, era aplicabilă numai particulelor care se deplasează cu o viteză mică în comparație cu viteza luminii. Aceasta făcea ca unele caracteristici ale comportării electronilor, cum ar fi de exemplu spinul și momentul său magnetic, să nu poată fi explicate. Contopirea teoriei cuantice cu teoria relativității a fost realizată, în 1928, de către Dirac, care a stabilit o ecuație pentru electron, ecuație care-i poartă numele.

Din această ecuație, spinul electronului apare în mod natural, ca o consecință firească. De asemenea, tot din această ecuație, rezultă că momentul magnetic al electronului are o mărime de două ori mai mare decît cea calculată cu ajutorul fizicii clasice, obținîndu-se astfel prin calcule valoarea determinată experimental.

PARTICULE ȘI ANTIPARTICULE

Se întîmplă de foarte multe ori în știință ca atunci cînd se depășește o dificultate, imediat să mai apară încă una, care pare și mai greu de învins, creînd astfel impresia falsă că nu s-a realizat nici un progres. Aceasta a fost situația și în cazul ecuației lui Dirac. Cu ajutorul acestei ecuații, Dirac a reușit să explice într-un mod extrem de convingător spinul

și momentul magnetic al electronului. Dar, din aceeași ecuație, mai rezultă încă un fapt surprinzător — electronul poate avea energii negative.

De fapt, problema existenței energiilor negative nu era nouă. Într-adevăr, în mecanica relativistă apar energii negative. Astfel, în teoria relativității se demonstrează că între energia E și impulsul p al unei particule cu masa de repaus m_0 există relația

$$E^2 = c^2p^2 + m_0^2c^4.$$

Din această relație se obține că energia poate avea două valori:

$$E_1 = +\sqrt{c^2p^2 + m_0^2c^4} \text{ și } E_2 = -\sqrt{c^2p^2 + m_0^2c^4}$$

egale și de semne contrare.

Dacă considerăm un electron liber, care are numai energie cinetică, atunci energia sa poate avea valori cuprinse numai în două domenii: unul care începe de la $+m_0c^2$ și se extinde pînă la $+\infty$ și altul care începe de la $-m_0c^2$ și se extinde pînă la $-\infty$, domenii separate printr-o regiune interzisă,

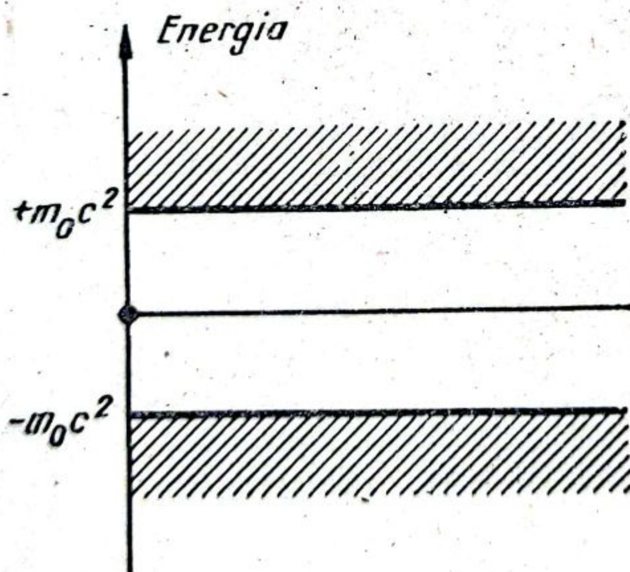


Fig. 87. Nivelele energetice ale electronului, care rezultă din ecuația lui Dirac

situată între $+m_0c^2$ și $-m_0c^2$, de forma unei benzi de grosime $2m_0c^2$, situată simetric față de valoarea zero a energiei. Cele două domenii au fost reprezentate în diagrama energetică din fig. 87.

Dacă ne situăm în cadrul fizicii clasice, atunci nu trebuie să luăm în considerare domeniul energiilor negative. Într-adevăr, în fizica clasică, toate mărimile, în particular și energie, variază în mod continuu. Trecerea de la domeniul energiilor negative la cel al energiilor pozitive implică un salt peste regiune interzisă, salt care nu este admis în fizica clasică.

Din contră, în mecanica cuantică, acest salt nu numai că este permis, dar constituie, cu excepția unor cazuri particulare, singurul mod admisibil de variație a energiei. În consecință, dacă ne situăm în cadrul mecanicii cuantice, atunci sîntem obligați să considerăm ambele domenii de variație a energiei. Evident, noi sîntem obligați să ne situăm în cadrul mecanicii cuantice, deoarece numai aceasta poate să explice în mod corect fenomenele la scară microscopică.

Ce semnificație fizică are faptul că energia unei particule are o valoare negativă? Energia unei particule are valoarea $E = mc^2 = m_0c^2 / \sqrt{1 - \beta^2}$ $(\beta = v/c)$. Singura posibilitate pe care o avem de a obține o valoare negativă pentru energia E este de a considera că masa m este negativă. O energie negativă implică deci o masă negativă.

O particulă cu masă negativă are proprietăți paradoxale. Astfel, dacă o forță acționează într-un sens asupra unei asemenea particule, atunci aceasta capătă o accelerație în sens contrar, deoarece în conformitate cu legea a doua a mecanicii $F = m \cdot a$, accelerația a trebuie să fie negativă pentru ca produsul $m \cdot a$ să rezulte pozitiv. Particula se deplasează deci în sens invers sensului în care acționează forța. Pentru a micșora energia unei particule cu masa negativă trebuie să-i transmitem, și nu să-i luăm, o anumită cantitate de energie pozitivă. O asemenea particulă, aflată inițial în mișcare, poate fi oprită, transmițîndu-i o cantitate de energie pozitivă, adică procedînd în același mod cu cel în care dorim să punem în mișcare o particulă cu masa pozitivă, aflată inițial în repaus.

Comportarea unei particule într-un cîmp electromagnetic depinde însă de sarcina specifică, adică de raportul e/m. În consecință, într-un cîmp electromagnetic, o particulă cu masa

negativă se comportă ca o particulă cu masa pozitivă, însă cu sarcina electrică de semn contrar. Un electron cu masa negativă se comportă, deci, ca un electron cu sarcina pozitivă.

Existența domeniului cu energii negative mai ridică încă o problemă. După cum se știe, un sistem fizic tinde să ajungă în situația în care energia sa este minimă. Un atom, de exemplu, în starea fundamentală are toți electronii pe orbitele cele mai apropiate de nucleu, orbite cărora în diagrama nucleelor energetice le corespund nivelele cele mai scăzute.

Să considerăm un electron care se află pe unul din nivelele cu energie pozitivă. Pentru a ajunge în situația de energie minimă, electronul ar începe să execute tranziții pe nivelele inferioare, pînă cînd ar ajunge la ultimul nivel din domeniul energiilor pozitive. De aici, el execută o tranziție pe primul nivel din domeniul energiilor negative. În continuare, acest electron începe să coboare pe nivele din ce în ce mai joase, cărora le corespund energii negative din ce în ce mai mari în valori absolute. Un asemenea electron își mărește necontenit viteza, pînă cînd, în final, ajunge să aibă viteza luminii.

Pentru a împiedica o asemenea „catastrofă", Dirac recurge la o explicație ingenioasă, care, după cum mărturisește el însuși, a fost inspirată din structura electronică a unui atom. După cum se știe, într-un atom, electronii se repartizează pe diverse învelișuri electronice, fiecare înveliș fiind caracterizat printr-o anumită valoare a energiei, deci printr-un anumit nivel. Evident, unele învelișuri se caracterizează prin energii mai mici, altele prin energii mai mari. Atomul s-ar afla în stare de energie minimă, dacă toți electronii s-ar aduna pe învelișul electronic cel mai apropiat de nucleu, căruia îi corespunde energia minimă. Dacă un asemenea fenomen s-ar întîmpla, atunci atomii diverselor elemente și-ar pierde proprietățile lor caracteristice, care îi deosebesc între ei. În realitate, un asemenea fenomen nu se întîmplă, deoarece electronii sînt supuși principiului de excluziune al lui Pauli. În conformitate cu acest principiu, numărul electronilor de pe un nivel energetic este limitat la o anumită valoare, care

se poate determina în urma unor raționamente relativ simple. Electronii nu se pot aduna toți pe învelișul cel mai apropiat de nucleu, pentru că fiecare înveliș are o capacitate limitată de „cazare" pentru electroni.

Inspirat de acest fapt, Dirac a fost nevoit să considere că, în mod normal, toate nivelele cu energie negativă sînt complet ocupate cu electroni. După Dirac, vidul este o stare în care toate nivelele cu energie negativă sînt complet ocupate cu electroni, iar toate nivelele cu energie pozitivă sînt libere. Un electron care s-ar afla în vid ar avea deci la dispoziție numai nivele cu energie pozitivă. În consecință, el se comportă ca un electron obișnuit.

Ipoteza lui Dirac implică deci existența unui număr infinit de electroni cu energie negativă, electroni care formează un fond absolut uniform. Acest fond este inaccesibil observației experimentale, tocmai datorită faptului că este perfect uniform.

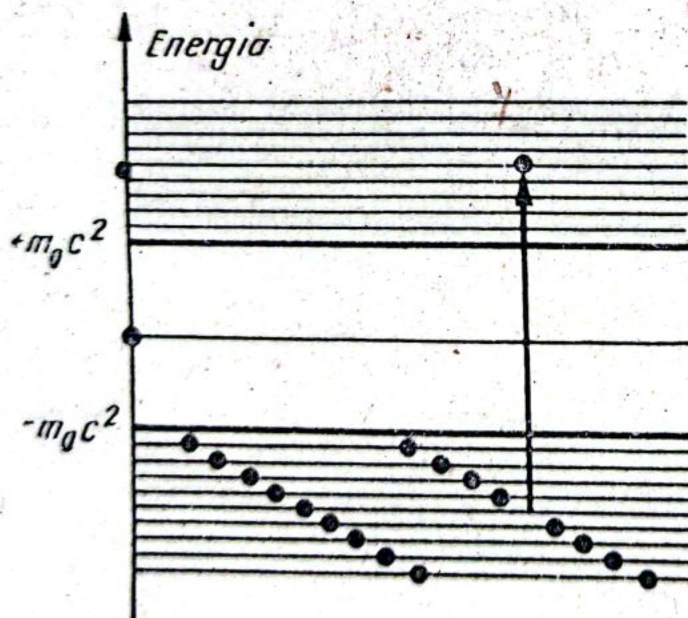


Fig. 88. Tranziția unui electron din oceanul de nivele cu energie negativă pe unul din nivelele cu energie pozitivă.

În continuare, Dirac presupune că din acest ocean de nivele cu energie negativă, un electron cu energie și masă negativă primește de la un foton o energie suficientă pentru a putea sări peste regiunea interzisă, ajungînd în domeniul energiilor pozitive. (vezi fig. 88) În urma acestui proces, apare

un electron pe un nivel cu energie pozitivă, adică un electron obișnuit cu masă și energie pozitivă, iar în fondul absolut continuu se formează o gaură care devine observabilă, tocmai pentru că a distrus uniformitatea fondului.

O comparație ne va ajuta să înțelegem mai ușor de ce electronul și gaura devin observabili. Să presupunem că un cetățean se deplasează cu un autoturism pe o șosea ideală, pietruită, perfect omogenă. Cetățeanul de la volanul autoturismului, rulînd pe o asemenea șosea, nu poate să-și dea seama că ea este realizată din pietre. Dacă însă datorită unui accident, o piatră este scoasă din locul ei, atunci cetățeanul de la volan va sesiza foarte ușor atît „gaura" din șosea, cît și piatra dislocată.

Gaura care ia naștere prin saltul electronului are proprietăți contrare electronilor din oceanul de nivele negative, tocmai datorită caracterului ei de a fi o „negație". Deoarece electronii din oceanul de nivele negative au masă și sarcină electrică negativă, rezultă că gaura are atît sarcina cît și masa pozitivă.

Motivul pentru care sarcina electrică a găurii este pozitivă se înțelege foarte ușor, absența unei sarcini negative fiind echivalentă cu prezența unei sarcini pozitive. Astfel, de exemplu, dacă considerăm că în stare normală într-o regiune a spațiului se află cinci sarcini negative, atunci starea „anormală" în care sînt prezente numai patru sarcini negative este echivalentă cu existența unei sarcini pozitive.

Semnul masei pe care o are gaura se poate afla ușor dacă se determină sensul impulsului pe care îl preia gaura după îndepărtarea electronului. În starea normală, cînd toate nivelele cu energie negativă sînt ocupate, impulsul fondului absolut omogen este nul. Electronul care este îndepărtat preia cu sine un anumit impuls. Pentru a se respecta legea conservării impulsului, este necesar ca impulsul găurii să fie egal și de semn contrar cu cel al electronului îndepărtat. Gaura preia deci un impuls egal și orientat în sens invers celui al electronului cu masa negativă, deci ea se comportă ca și cum ar avea o masă pozitivă.

O comparație ne va ajuta și în acest caz să înțelegem mai ușor de ce o gaură are proprietăți contrare mediului în care a luat naștere. Întrucît mulțimea infinită de nivele cu energie negativă a căpătat denumirea de oceanul (marea) de nivele a lui Dirac, vom considera o comparație tot din acest domeniu. În acest scop, să admitem că datorită unei cauze oarecare, în interiorul unui ocean se formează o bulă de aer la o anumită adîncime. Atît asupra moleculelor de apă din ocean, cît și asupra moleculelor de aer din bulă, acționează gravitația cu forțe îndreptate de-a lungul direcției verticale și orientate în jos. Aceste forțe au însă ca efect deplasarea în sens invers, adică în sus, a bulei de aer, deplasare determinată de faptul că ea reprezintă în fond o „absență" în mediul omogen al apei oceanului. Bula se comportă ca și cum ar avea o masă negativă, spre deosebire de apa oceanului care are masa pozitivă. Rezultă, deci, că o bulă de aer, are o masă de semn contrar celei a mediului în care ea reprezintă o absență.

Ce reprezintă în fond aceste găuri? Evident, o particulă cu sarcina electrică pozitivă. În perioada din jurul anului 1928, cînd Dirac și-a fundamentat această teorie, singurele particule cunoscute erau electronul și protonul. Fizicienii din acea perioadă erau complet satisfăcuți de existența acestor două particule. Ei considerau că au la dispoziție tot ce le este necesar pentru a explica toate proprietățile materiei. Ideea existenței unei a treia particule era respinsă cu fermitate. Este adevărat că Rutherford sugerase ideea că ar putea să existe și neutroni, însă nimeni nu o luase în serios. Fizicienii acelor timpuri ar fi preferat orice explicații, decît să admită existența unei noi particule. Trebuiau să se adune foarte multe dovezi experimentale și teoretice, pentru a-i forța să admită existența unei noi particule.

Astăzi, situația s-a schimbat radical, climatul a devenit altul. Nimeni nu se mai miră cînd este anunțată descoperirea unei noi particule. Numărul lor a crescut foarte mult, încît evidența lor a devenit o problemă. Din această cauză numărul particulelor elementare nu se cunoaște în mod precis. În prezent se apreciază că numărul particulelor elementare depășește cifra de 200. Pe lîngă problema fundamentării teoretice

şi experimentale a existenţei unei noi particule, mai apar şi dificultăţi în ceea ce priveşte găsirea unei denumiri corespunzătoare.

În aceste condiţii, Dirac a fost nevoit să identifice gaura, care rezultă din ecuaţia pe care a fundamentat-o, cu singura particulă încărcată cu sarcină pozitivă cunoscută pe acea vreme şi anume cu protonul. Dirac şi-a dat seama că această identificare mai ridica o problemă. Într-adevăr, masa protonului este de 1837 de ori mai mare decît cea a electronului. Cum poate fi explicată diferenţa atît de mare dintre cele două mase? Dirac a arătat că ar fi posibil ca această diferenţă să se datoreze forţelor electrice de repulsie dintre infinitatea de electroni din oceanul de nivele negative. Nu a reuşit însă să explice pe baza acestei idei diferenţa de masă dintre proton şi electron, arătînd că aceasta este o problemă deschisă, care urmează să fie rezolvată.

Articolul în care Dirac şi-a expus aceste consideraţii a apărut în 1927. El a stîrnit o puternică opoziţie din partea fizicienilor acelor timpuri. Ideile lui Dirac erau prea neobişnuite pentru a putea fi acceptate uşor.

Astfel Bohr care şi el la rîndul său a emis numeroase idei tot aşa de neobişnuite, după ce a citit articolul lui Dirac, a elaborat o metodă de prindere a elefanţilor vii. În acest scop el a propus următoarea metodă: pe malul rîului în care elefanţii, care după cum se ştie sînt nişte animale foarte inteligente, vin să se adape şi să se spele, să se pună o pancartă în care să se expună pe scurt ideile lui Dirac, să se aştepte pînă un elefant citeşte textul de pe pancartă, iar în momentul în care el rămîne „vrăjit" de ceea ce a citit, să se profite de această situaţie, pentru a fi prins viu şi expediat apoi unei grădini zoologice.

După apariţia acestui articol, care a stîrnit şi multe alte ironii, *Hermann Weyl*, bazat pe considerente de simetrie a arătat că găurile din teoria lui Dirac trebuie să aibă aceeaşi masă cu cea a electronilor. Weyl nu era un fizician, ci un matematician care se interesa — cum era şi firesc — numai de aspectele matematice ale problemei. Din această cauză, el

nu și-a dat seama de importantele consecințe fizice pe care le are concluzia la care a ajuns.

Această problemă a fost atacată de către *Oppenheimer* — unul dintre primii fizicieni care a fost de acord cu ideile lui Dirac. Oppenheimer a demonstrat că, în nici un caz, golurile care rezultă din ecuația lui Dirac nu pot fi protoni. Astfel, dacă protonii ar reprezenta găurile lui Dirac, atunci atomii nu ar fi stabili. Avînd în vedere că un sistem fizic caută să ajungă în situația de energie minimă, electronii care „gravitează" în jurul nucleului ar executa tranziții pe nivelele în care se află găurile, identificate cu protoni. În urma acestui proces „dispare" atît electronul care execută tranziția cît și gaura, adică protonul, totul durînd un interval de timp mai mic de 10^{-10} secunde. În consecință, un atom ar avea o viață de numai o zecime de miliardime de secundă. Această concluzie este în evidentă contradicție cu faptele experimentale, care arată că un atom „ferit" de acțiunea unor factori perturbatori are o viață, teoretic, infinită. Din aceste raționamente, Oppenheimer a tras concluzia că gaura care rezultă din ecuația lui Dirac trebuie identificată cu o particulă care are masa egală cu cea a electronului și a cărei sarcină electrică este pozitivă. Aceste găuri nu au nimic comun cu protonii.

Bine, dar de ce o asemenea particulă nu a fost încă observată experimental? Oppenheimer a arătat că trebuie să existe un motiv, care deocamdată pare „misterios". De fapt, acest motiv nu avea nici o notă de mister.

După ce existența acestui electron pozitiv, în care cititorul desigur că a recunoscut pozitronul descoperit de Anderson în 1932, a devenit o certitudine, mulți fizicieni experimentatori au mărturisit că în experiențele lor au întîlnit uneori electroni care se deplasau în sens invers, adică electroni care se comportau ca și cum ar avea sarcina pozitivă. Deși aceste particule, de care avea atîta nevoie teoria lui Dirac, lăsau urme în camera cu ceață, urme care puteau fi văzute de oricine, fizicienii, pur și simplu, refuzau să le ia în considerare, atît de adînc era înrădăcinată ideea conform căreia singurele particule existente ar fi electronul și protonul.

Mai mult, după ce Dirac şi-a publicat articolul, iar Oppenheimer a făcut precizările pe care le-am menţionat, Blackett se pare că avea deja dovada existenţei pozitronului, însă nu s-a grăbit să-şi facă cunoscută această descoperire, aşteptînd să se mai adune şi alte dovezi. Anderson a fost primul care a avut curajul să raporteze descoperirea pozitronului, raport care aşa după cum am arătat, nu a apărut într-o revistă de fizică de specialitate, cu circulaţie internaţională, ceea ce denotă că nici el nu era sigur de descoperirea sa. Motivul „misterios" invocat de Oppenheimer era acela că fizicienii experimentatori nu ştiau unde să caute pozitronul şi chiar dacă l-ar fi găsit, nu ar fi recunoscut ceea ce au văzut.

De fapt, chiar după ce Anderson a anunţat descoperirea pozitronului, existenţa sa nu a fost acceptată de toţi fizicienii. A trebuit să mai intervină şi experienţele soţilor Joliot-Curie, care au pus în evidenţă şi pozitroni de origine pămîntească, pentru ca dreptul la existenţă al acestei noi particule să fie recunoscut de cît mai mulţi fizicieni.

Între pozitron şi electron există numeroase legături. S-a arătat astfel că ambele particule au aceeaşi masă. Sarcinile lor electrice sînt egale şi de semn contrar. Aceeaşi proprietate o au şi momentele magnetice. Pentru a sublinia simetria care există între aceste două particule, Dirac a introdus noţiunea de *antielectron*, din care prin generalizare a rezultat noţiunea de *antiparticulă*. Pozitronul este antiparticula electronului, adică este un antielectron. În acelaşi timp, electronul este antiparticula pozitronului, adică este un antipozitron.

Din categoria mărimilor caracteristice care au aceleaşi valori atît pentru o particulă cît şi pentru antiparticula sa face parte şi durata de existenţă sau, cum i se mai spune, viaţa.

S-ar părea că această afirmaţie este contrazisă de faptele experimentale. Într-adevăr, electronul este o particulă stabilă. Un electron, dacă este ferit de acţiunea unor factori „distrugători", trăieşte un timp teoretic infinit. Tocmai din această cauză lumea fizică în care trăim este atît de „bogată" în electroni. Dacă şi pozitronul este o particulă stabilă, atunci

de ce, în aceeași lume fizică, întîlnim atît de rari pozitroni? Răspunsul la această întrebare este ușor de dat. Un pozitron, dacă este ferit de acțiunea diverșilor factori „distrugători" are și el o durată de viață teoretic infinită. În lumea fizică în care trăim, constituită din materie — adică din electroni, protoni, neutroni — pozitronul este o antiparticulă.

Astfel, să considerăm un pozitron care a luat naștere într-o anumită regiune a spațiului. În momentele următoare — datorită ciocnirilor pe care le suferă — pozitronul pierde continuu energie. În momentul în care energia sa cinetică este relativ mică, este suficient să se întîlnească cu un electron pentru ca să se anihileze reciproc.

Acest proces apare foarte clar în diagrama nivelelor energetice din fig. 89. Electronul se află pe unul din nivelele cu energie pozitivă, iar pozitronul reprezintă un loc liber pe unul din nivelele cu energie negativă. Avînd la dispoziție un loc liber, electronul execută o tranziție de pe nivelul pe care se află pe nivelul inferior unde se află gaura. În acest
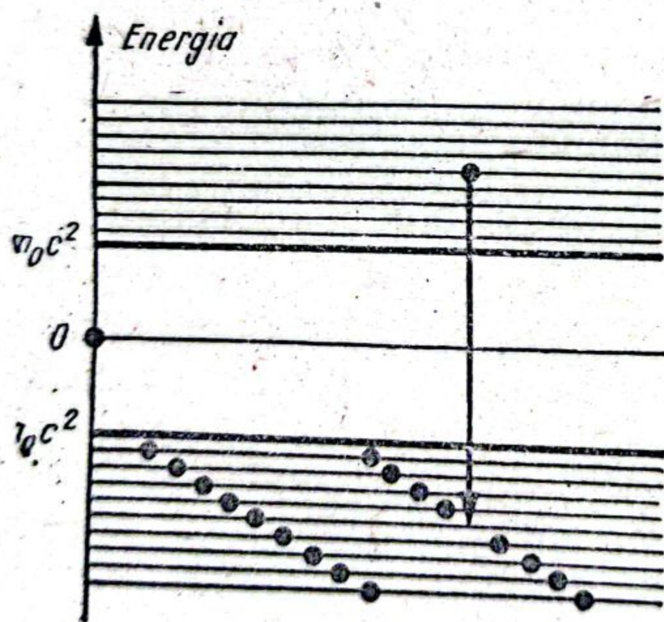


Fig. 89. Tranziția care apare în cazul anihilării unei perechi electron-pozitron.

proces „dispare" atît electronul cît și pozitronul și iau naștere doi sau mai mulți fotoni care preiau împreună energiile celor două particule. Pozitronul este deci ca și electronul o particulă stabilă. De altfel și electronul s-ar comporta la fel dacă s-ar afla înconjurat de antimaterie

Este interesant de menționat că un pozitron poate să formeze, împreună cu un electron, un sistem asemănător cu atomul de hidrogen, pozitronul jucînd rolul protonului. Rezultă astfel un „atom“ care ar fi mult mai ușor decît cel mai ușor atom — atomul de hidrogen. Acest sistem a căpătat denumirea de *pozitroniu*. În acest caz, datorită egalității maselor, atît electronul, cît și pozitronul se rotesc împreună în jurul centrului lor de masă. Deoarece, în final, electronul și pozitronul se anihilează, pozitroniul este un sistem instabil, viața sa fiind de numai 10^{-10} *s*. Pozitroniul a fost pus în evidență experimental în 1951.

Este interesant de menționat că Dirac a arătat că fiecărei particule care are spinul semiîntreg îi corespunde cîte o antiparticulă. Această idee s-a dovedit a fi corectă, căci în anul 1955 a fost pus în evidență *antiprotonul*, iar în 1956 *antineutronul*. Mai mult, în 1965 a fost pus în evidență experimental primul *antinucleu* și anume *antideutonul* care este format din doi antiprotoni și doi antineutroni. Punerea în evidență experimentală a acestor antiparticule a survenit relativ tîrziu datorită energiilor foarte mari pe care trebuie să le aibă particulele accelerate care provoacă reacțiile de formare. Astfel, de exemplu, pentru formarea unui antideuton este necesar ca o țintă de beriliu să fie bombardată cu protoni de energie egală cu 30 000 *MeV*, energie care nu se poate obține decît cu ajutorul unor acceleratoare uriașe.

Teoria lui Dirac a reprezentat, din punct de vedere istoric, prima etapă în studiul antiparticulelor. Această teorie lasă unele probleme nerezolvate, cum ar fi de exemplu cea a vidului și cea a fundamentării riguroase a noțiunii din antiparticulă, ceea ce nu micșorează cu nimic meritele ei în dezvoltarea fizicii.

Noțiunea de vid a căpătat noi înțelesuri după studiile pe care *Lamb* le-a făcut referitor la așa numitul *fenomen de polarizare a vidului*.

Și *noțiunea de antiparticulă* a făcut obiectul multor studii ulterioare, dintre care se degajă cel al lui *R.P. Feynman* apărut în 1948, în care a utilizat unele idei ale lui *E.C.G. Stueckelberg*. În conformitate cu ideile noastre actuale, orice

antiparticulă reprezintă un obiect „de sine stătător" care are același „drept la existență" ca și particula sa corespunzătoare.

Fiecare particulă elementară se caracterizează printr-un număr de proprietăți cum ar fi: *masa, spinul, spinul izotopic, sarcina electrică, sarcina barionică, sarcina leptonică, stranietatea, paritatea, momentul magnetic, durata de viață, modul de dezintegrare, natura interacțiilor la care participă.*

Față de particula corespunzătoare, o antiparticulă are aceeași masă, spin și durată de viață, însă sarcini (electrică, barionică, leptonică), stranietate și moment magnetic egale și de semn contrar.

Proprietățile de semn contrar ale antiparticulelor au sugerat fizicienilor ideea de a le nota prin simbol „negat" al particulei corespunzătoare, idee inspirată din logica matematică. Antielectronul (pozitronul) antiprotonul, antineutronul etc. se notează deci prin simbolurile $\bar{e}$, $\bar{p}$, $\bar{n}$ etc.

Într-un număr redus de cazuri, o particulă poate să fie, în același timp, propria sa antiparticulă. În această categorie intră fotonul, care se pare că este cea mai „neutră" particulă, deoarece cele trei sarcini ale sale — electrică, baronică și leptonică sînt nule. *Fotonul și antifotonul reprezintă aceeași particulă.*

Particulele și antiparticulele ridică în fața științei moderne numeroase probleme cum ar fi: posibilitatea, în principiu, a existenței antimateriei, prezența eventuală a antimateriei în natură, procedee de obținere artificială a antimateriei, metode de acumulare și de stocare a antimateriei, posibilitățile practice de utilizare a antimateriei etc.

Oare este posibil să determinăm de la distanță, dacă un sistem stelar este constituit din materie sau din antimaterie? Din nenumăratele date culese de către astronomi, nu putem să ne dăm seama dacă o stea este făcută din materie sau din antimaterie? Răspunsul la această întrebare este negativ, deoarece fotonul este, așa după cum s-a arătat, propria sa antiparticulă. În consecință, atît atomii cît și antiatomii emit același tip de fotoni. Undele electromagnetice radiate de către stele, indiferent de lungimea lor de undă, sînt ace-

leași fie că sînt emise de sisteme formate din particule, respectiv din antiparticule.

În consecință, este necesar să facem apel la un alt tip de astronomie, care nu ar mai fi simetrică în raport cu particulele și antiparticulele.

În principiu ne-am putea pune unele speranțe în așa numita *astronomie neutrinică*, în care rolul fotonilor este preluat de către neutrini. Neutrinii, după cum vom vedea în paragraful care urmează, se deosebesc de antineutrini. În consecință, dacă am putea detecta că o stea emite neutrini sau antineutrini, atunci am putea ști din ce este formată ea: materie sau antimaterie. Din nefericire, după cum vom vedea, neutrinii interacționează foarte slab cu substanța.

NEUTRINUL

Măsurătorile energiilor particulelor α și β emise de către diferite substanțe radioactive i-au pus pe fizicieni în fața unei constatări uimitoare. Într-adevăr, în timp ce energia particulelor α era întotdeauna aceeași, avînd o valoare care depindea numai de natura elementului emițător, particulele β, adică electronii, erau emiși cu diferite energii.

Această constatare a fost observată chiar de către Becquerel care a efectuat primele experiențe de deviere a razelor uranice într-un cîmp magnetic. În acest scop, Becquerel a introdus un preparat β-activ într-o cutie de plumb cu pereți groși, care avea numai un singur canal de ieșire. Radiațiile β puteau să părăsească cutia numai de-a lungul acestui canal, care era orientat perpendicular pe fața inferioară. Becquerel a așezat cutia de plumb, care conținea preparatul de β-activ, deasupra unei plăci fotografice învelită în hîrtie neagră. Perpendicular pe direcția de-a lungul căreia razele β părăseau cutia de plumb, Becquerel a aplicat un cîmp magnetic de aproximație 600—700 *Gs*. Razele β, fiind deviate de cîmpul

magnetic, descriau o porţiune dintr-un cerc şi ajungeau pe placa fotografică, pe care o impresionau. Dacă toţi electronii ar fi fost emişi cu aceeaşi energie, atunci ei ar fi trebuit să ajungă pe placa fotografică într-un acelaşi punct. După deve-

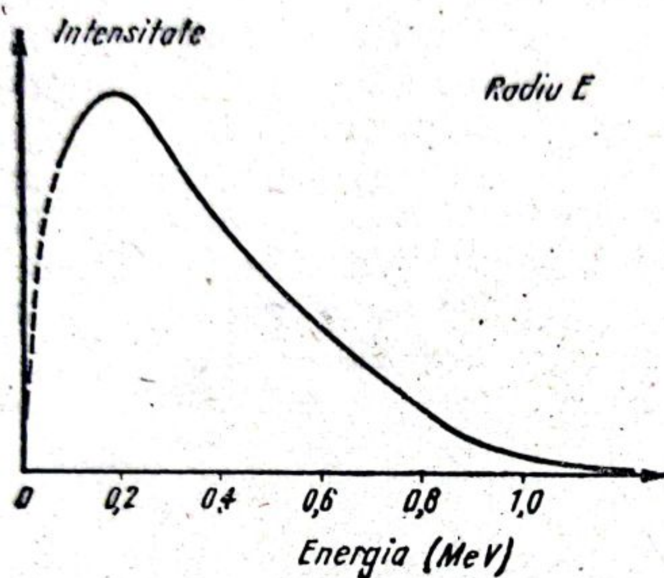


Fig. 90. Spectrul radiaţiilor β^- emise de radiu *E*.

loparea plăcii fotografice, Becquerel a constatat că placa este impresionată de-a lungul unei linii, ceea ce denotă că energia electronilor nu are o aceeaşi valoare.

Măsurătorile ulterioare, mai perfecţionate, au confirmat această constatare a lui Becquerel. Astfel, s-a stabilit experimental că electronii sau pozitronii emişi de o substanţă β^-, respectiv β^+ activă, au energia cuprinsă între valoarea zero şi o valoare maximă care depinde numai de natura nucleului emiţător. Dacă într-un grafic se reprezintă variaţia numărului relativ de electroni, respectiv pozitroni, care au o anumită energie, în funcţie de această energie se obţine spectrul energetic din fig. 90. Acest spectru corespunde radiaţiei β^- emisă de *radiu E*.

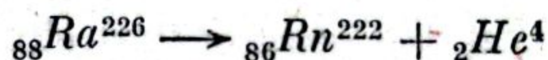
Se observă că energia electronilor emişi are o valoare maximă, care în acest caz este de 1,05 *MeV*. Utilizînd procedeele obişnuite de mediere, se poate calcula energia medie pe care o are un electron. Efectuînd calculele se obţine că energia medie a electronilor emişi de radiu *E* are valoarea de 0,39 *MeV*.

Pe de altă parte, măsurătorile au arătat că energia particulelor α este întotdeauna aceeași. Este adevărat că, după 1930, *S. Rosenblum* efectuînd măsurătorile cu ajutorul cîmpului magnetic puternic, creat de magnetul de la Observatorul *Bellevue* de lîngă Paris, a constatat că, de exemplu, particulele α emise de *thoriu C*, nu au o singură valoare, ci șase valori discrete, diferențele dintre valorile extreme fiind de numai 4%. Aceasta nu modifică însă esența problemei, deoarece, în cadrul fiecărui grup, energia particulelor α este aceeași. Spectrele razelor α sînt deci spectre de linii.

Și energia razelor γ emise de diferite substanțe poate avea numai anumite valori discrete. Ca și razele α, radiațiile γ se caracterizează printr-un spectru discret de linii.

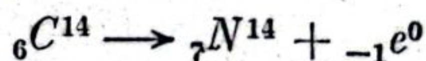
În continuare vom încerca să explicăm particularitățile acestor spectre cu ajutorul legilor conservării energiei și a impulsului, aplicate dezintegrărilor α, β^- și β^+. Pentru fixarea ideilor vom considera:

— o dezintegrare α



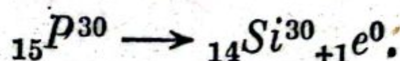
$$_{88}Ra^{226} \longrightarrow {}_{86}Rn^{222} + {}_{2}He^{4}$$

— dezintegrare β^-



$$_{6}C^{14} \longrightarrow {}_{7}N^{14} + {}_{-1}e^{0}$$

— și o dezintegrare β^+



$$_{15}P^{30} \longrightarrow {}_{14}Si^{30}{}_{+1}e^{0}.$$

În toate cele trei cazuri, masa nucleului inițial este mai mare decît suma dintre masa nucleului rezultat și a particulei emise. Diferența dintre aceste două mase, înmulțită cu pătratul vitezei luminii, reprezintă energia care se degajă într-un proces elementar de dezintegrare.

Putem să considerăm, cu suficientă aproximație, că, inițial, nucleul care se dezintegrează, se afla în repaus. În consecință, legea conservării impulsului cere ca nucleul rezultat și particula emisă să aibă impulsurile egale și de semne contrare. După dezintegrare, particula emisă preia un impuls, iar nucleul rezultat primește un recul. Punînd această condiție, se poate determina foarte simplu partea

din energie degajată pe care o preia particula emisă. De exemplu, în cazul dezintegrării α a radiului, se degajă o energie de 4,879 *MeV* din care 4,793 *MeV* ia particula α, iar restul de 0,086 *MeV* preia nucleul de radon, prin recul.

Energia particulelor α sau β rezultate dintr-o dezintegrare ar trebui deci să aibă o valoare bine determinată. Această concluzie este satisfăcută în cazul dezintegrărilor α. Situația se modifică însă radical în cazul dezintegrării β, deoarece experiența arată că particulele β au un spectru energetic continuu.

Pentru a putea explica particularitățile spectrului razelor β au fost emise o serie de ipoteze. Inițial, s-a presupus că la dezintegrarea β se emit doi electroni care, împreună, au o energie constantă. Această ipoteză a fost însă curînd infirmată de faptul că sarcina nucleului nu variază cu două unități, ci numai cu una, ceea ce arată că are loc emisiunea numai a unei singure particule, încărcată cu o sarcină electrică egală cu o unitate.

O a doua ipoteză considera că toți electronii au aceeași energie în momentul în care sînt emiși, însă că, printr-un mecanism care trebuie elucidat, ei pierd o parte variabilă din energia lor chiar în interiorul substanței radioactive. Pentru a verifica această ipoteză, *C.D. Ellis* și *W.A. Wooster* au măsurat, în 1927, cu ajutorul unui calorimetru foarte sensibil, energia degajată de un preparat β-radioactiv. În acest scop, ei au introdus preparatul într-o cutie de plumb cu pereții relativ groși, care absorbeau practic integral toți electronii emiși. La rîndul ei, cutia a fost introdusă într-un calorimetru. În acest mod, calorimetrul măsura atît energia transportată de electronii emiși, cît și energia care rămîne în interiorul preparatului β-activ.

Dacă această ipoteză ar corespunde realității atunci energia măsurată experimental ar trebui să fie egală cu produsul dintre numărul electronilor emiși și energia pe care o are un electron în momentul în care este emis, adică energia maximă din spectrul radiației β. Din această energie, o parte este preluată de către electronii care părăsesc preparatul radioactiv. Energia preluată de către electroni este egală cu

produsul dintre numărul electronilor emiși și energia medie, calculată cu ajutorul spectrului razelor β. Diferența dintre cele două energii, care rămîne în interiorul preparatului radioactiv, determină, în conformitate cu legea conservării energiei, o încălzire a acestuia.

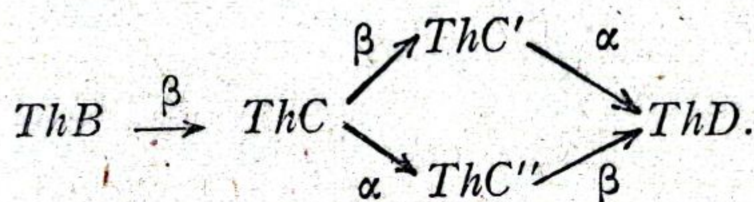
Măsurătorile foarte precise ale lui Ellis și Wooster au arătat că energia măsurată cu ajutorul calorimetrului este egală, cu o precizie neașteptată, cu produsul dintre numărul electronilor și energia lor medie. Pentru a arăta cît de precisă a fost măsurătoarea efectuată de Ellis și Wooster, este suficient să menționăm că ea conducea la o valoare a energiei medii egală cu 0,35 *MeV*, în timp ce valoarea, determinată din spectrul energetic măsurat cu ajutorul devierii în cîmp magnetic era de 0,39 *MeV*. Această măsurătoare, atît de precisă, arată, într-un mod de necontestat, că în preparatul radioactiv nu rămîne nici o cantitate de energie. Interpretarea teoretică a rezultatelor acestei experiențe părea, practic, imposibil de dat, avînd în vedere că aceleași nuclee, aflate inițial în aceeași stare, se transformă în aceleași nuclee aflate, în final, de asemenea, în aceeași stare, prin emisie de electroni cu diverse energii.

Această situație i-a determinat pe unii fizicieni să considere că legea conservării energiei își pierde valabilitatea în domeniul fenomenelor la scara microscopică. În acest scop, ei au reactualizat una din concepțiile mai vechi a lui Bohr, elaborată în anul 1924, care considera că legea conservării energiei este valabilă numai în mod statistic. Aceasta înseamnă că în cazul unui proces elementar, cum ar fi de exemplu o dezintegrare β a unui nucleu, legea nu-și mai păstrează valabilitatea, putînd să apară un surplus sau, din contra, un minus de energie. În unele procese elementare ar apărea surplusuri de energie, care ar fi compensate de minusurile de energie din alte procese elementare. Din această cauză, cînd se considera un proces la scară macroscopică, format dintr-un număr foarte mare de procese elementare la scară microscopică, legea conservării energiei își păstrează valabilitatea, însă în mod statistic, cu toate că în cazul fiecărui proces elementar ea nu mai este valabilă.

Această idee care însemna, în fond, renunțarea la una dintre cele mai importante legi, pe fundamentul căreia a fost construit întreg edificiul fizicii clasice și moderne, era contrazisă de numeroase argumente, dintre care unele erau furnizate chiar de către dezintegrarea β, fenomen care a generat această situație.

Astfel, cu excepția dezintegrării β, fizica nu cunoștea nici un alt fenomen, chiar la scară microscopică, în care legea conservării energiei să nu fi fost valabilă. Pe de altă parte, legea conservării sarcinii electrice a cărei fundamentare teoretică este strîns legată de legea conservării energiei, își păstra valabilitatea în toate fenomenele cunoscute, chiar și în cazul dezintegrării β.

Măsurătorile efectuate de către *Ellis și Mott*, în 1934, au arătat că dacă toți electronii emiși ar avea energia egală cu energia maximă din spectrul radiației β, atunci legea conservării își păstrează valabilitatea. La aceeași concluzie se ajunge dacă se studiază și așa-numita bifurcație a thoriului.



Această schemă arată că *ThC* se dezintegrează β rezultînd *ThC′*, care la rîndul său se dezintegrează α formîndu-se *ThD*. Același *ThC* se poate dezintegra mai întîi α, rezultînd *ThC″* care apoi se dezintegrează β formîndu-se din nou *ThD*. Măsurătorile experimentale au arătat că dacă se adună energia particulelor α cu energia medie a electronilor, atunci se obțin două rezultate diferite pentru cele două căi. În schimb, dacă se adună energia particulelor α cu energia maximă a electronilor emiși se obține același rezultat pentru ambele căi.

Existența energiei maxime în spectrul radiațiilor β apare inexplicabilă, chiar dacă se considera că legea conservării energiei este valabilă numai în mod statistic. Într-adevăr, așa după cum au arătat Ellis și Mott, dacă toți electronii ar

fi emiși cu o energie egală cu cea maximă, atunci legea conservării energiei își păstrează valabilitatea. În consecință, ar trebui ca pe lîngă electronii cu energie mai mică să fie emiși și electroni cu energie mai mare, pentru ca în medie energia unui electron să fie egală cu cea maximă. Experimental se constată însă că toți electronii sînt emiși cu o energie egală sau mai mică decît cea maximă.

Renunțarea la legea conservării energiei atrăgea după sine și renunțarea la legile conservării impulsului și a momentului cinetic, adică la încă două din legile fundamentale ale fizicii. În acest mod, dezintegrarea β „distrugea" dintr-o singură lovitură trei din cele patru legi de conservare pe fundamentul cărora se baza întreg edificiul fizicii. Situația creată putea fi denumită, pe drept cuvînt, dramatică.

Pentru a ieși din această situație, Wolfgang Pauli a propus, încă din 1930, o ipoteză foarte îndrăzneață care „salva" cele trei legi de conservare. Astfel, Pauli a arătat că trebuie să considerăm că, într-o dezintegrare β, un nucleu emite alături de un electron sau un pozitron încă o particulă, care nu a fost deocamdată descoperită. Această idee pe care Pauli și-a expus-o în scrisoarea din 4 decembrie 1930 adresată unor colegi care participau la *Conferința de fizică* de la *Tübingen* și în care își expunea regretul de a nu putea participa, era de-o îndrăzneală nemaipomenită pe acea vreme (după cum s-a arătat la studiul antiparticulelor).

Existența acestei noi particule face ca cele trei legi de conservare să-și păstreze valabilitatea. Într-adevăr, în acest caz, un nucleu care suferă o dezintegrare β emite întotdeauna o cantitate constantă de energie, cantitate de energie care satisface legea conservării energiei. O parte din această energie este preluată de către electronul sau pozitronul emis, iar ceea ce mai rămîne, de această nouă particulă. În unele cazuri, electronul sau pozitronul preia o energie mai mare, iar în altele, o energie mai mică, ceea ce explică spectrul continuu al radiațiilor β, observat experimental. În cazul extrem, electronul preia întreaga energie emisă de nucleu, ceea ce explică într-un mod extrem de simplu, existența unei energii maxime în spectrul radiației β. În mod asemă-

nător, această nouă particulă preia nu numai energie, dar și impuls precum și moment cinetic, ceea ce face ca alături de legea conservării energiei să-și păstreze valabilitatea și legile conservării impulsului și, respectiv, momentului cinetic.

Care sînt proprietățile acestei noi particule?

În primul rînd sarcina ei trebuie să fie nulă pentru a se respecta valabilitatea legii conservării sarcinii. Din această cauză, Pauli a propus pentru această particulă denumirea de neutron. Reamintim căparticula cunoscută actualmente sub numele de neutron nu fusese încă descoperită, din care cauză această denumire nu putea crea confuzii. În anul 1932, Chadwick descoperă neutronul „veritabil", care a căpătat denumirea ce se folosește și astăzi. Pentru a se evita confuziile generate de faptul că două particule au aceeași denumire, Enrico Fermi a propus pentru particula neutră emisă într-o dezintegrare β, diminutivul italian al cuvîntului neutron — *neutrino*, iar pentru particula descoperită de Chadwick denumirea originală de neutron. Neutrino este deci un „neutron mic". În limba română se folosește adeseori termenul de *neutrin*, în loc de neutrino.

În al doilea rînd, din legea conservării energiei aplicată dezintegrării β putem să aflăm unele date despre masa neutrinului. Inițial, Pauli a arătat că masa neutrinului trebuie să fie foarte mică, mai mică chiar decît masa electronului. După cum vom vedea, cercetările ulterioare au arătat că pentru a explica proprietățile neutrinilor este necesar să presupunem că ei se deplasează cu viteza luminii, ceea ce înseamnă că ei, ca și fotonii, au masa de repaus nulă.

În al treilea rînd, trebuie să presupunem că neutrinul are, ca și electronul, un moment cinetic propriu, adică este o particulă cu spinul diferit de zero, pentru a se păstra valabilitatea legii conservării momentului cinetic.

Unele experiențe arată că neutrinul ar avea un moment magnetic de cel puțin 7 000 de ori mai mic decît cel al electronului. S-ar părea că momentul magnetic al neutrinului este nul.

Neutrinul este deci o particulă cu sarcina, masa și momentul magnetic nule. Din această cauză, neutrinul interacțio-

nează foarte slab cu substanța. Această constatare a fost confirmată și de experiența lui *Nahmias* din 1935, care a arătat că un neutrin poate să creeze cel mult o pereche de ioni în timpul propagării în aer pe o distanță egală cu 300 000 *km*. Neutrinii „scapă" deci metodelor obișnuite de detecție. Aceasta explică rezultatele experiențelor lui Ellis și Wooster. Într-adevăr, acești doi fizicieni au măsurat, în experiența lor, numai energia electronilor emiși, nu și pe cea a neutrinilor care, pur și simplu, au traversat pereții de plumb fără să li se fi întîmplat nimic. Un neutrin poate să „străpungă", de-a lungul unui diametru, globul pămîntesc fără să sufere, practic, nici o interacțiune.

Aceste proprietăți au făcut ca experiențele de punere în evidență a neutrinului să fie foarte dificile. În acest sens, putem cita experiența lui *A.I. Leipunschi* din 1936, ale cărei rezultate nu au fost suficient de convingătoare, precum și cea a lui *Allen*, din 1942, cu rezultate mai edificatoare, însă în continuare discutabile.

Ideea existenței neutrinului a fost adoptată de către Fermi care, în perioada anilor 1932—1934, a construit o teorie a dezintegrării β, ce explică în mod extrem de convingător toate particularitățile dezintegrării β. Cu această ocazie Fermi a arătat că neutrinului îi corespunde o antiparticulă — *antineutrinul*.

Weyl și *Landau* au completat teoria lui Fermi, arătînd că spinul neutrinului este orientat în sens invers sensului de deplasare, iar spinul antineutrinului în același sens. Din această proprietate, se poate deduce că masele de repaus ale celor două particule sînt nule. Într-adevăr, să presupunem contrariul. În acest caz un neutrin, de exemplu, ar trebui să se deplaseze cu o viteză mai mică decît cea a luminii, pentru a nu veni în „contradicție" cu teoria relativității. Să considerăm un observator care se deplasează cu o viteză mai mică, respectiv mai mare, ca cea a neutrinului, evident, viteza sa fiind întotdeauna mai mică decît cea a luminii. Un asemenea observator ar constata că față de el, neutrinul rămîne în urmă (dacă viteza sa este mai mare decît cea a neutrinului) sau din contră, ar lua înainte (în cazul contrar). În cele două

situații direcțiile de deplasare ale neutrinului față de observator sînt contrare.

Într-o imagine intuitivă, neutrinul are, în același timp, și o mișcare proprie de rotație, determinată de faptul că este o particulă cu spinul diferit de zero. Sensul de rotație este asociat sensului spinului după regula burghiului drept. Aceasta înseamnă că dacă se rotește un burghiu drept (sau un șurub) în sensul de rotație a neutrinului, atunci sensul mișcării sale de înaintare coincide cu cel al spinului.

Weyl și Landau au arătat că spinul neutrinului este îndreptat în sens invers sensului său de deplasare. Pentru a respecta această condiție, este necesar ca observatorul să constate că în cele două situații neutrinul se rotește în sensuri contrare, deoarece, față de el, neutrinul are vitezele îndreptate în sensuri opuse. Aceasta este însă imposibil, pentru că în ambele situații neutrinul se rotește într-un singur sens.

Singura ieșire posibilă din această situație este să considerăm că neutrinul se deplasează cu viteza luminii. În acest caz, observatorul nu se poate deplasa decît cu o viteză mai mică, și ca atare față de el viteza neutrinului este îndreptată întotdeauna în același sens. În consecință, mișcarea de rotație a neutrinului în jurul axei proprii este de asemenea îndreptată în același sens. O particulă cu masa de repaus diferită de zero nu se poate deplasa cu viteza luminii. Trebuie deci să considerăm că masa de repaus a neutrinului și deci a antineutrinului este nulă.

De unde provin acești neutrini care apar în dezintegrarea β? Considerații teoretice, pe care nu le vom expune, arată că neutrinii, ca și electronii, nu se pot afla în nucleu. Din această cauză, sîntem obligați să considerăm că neutrinii apar în același mod ca și electronii, adică în procesul de transformare a nucleonilor, simultan cu electronii. În consecință, relațiile care descriu procesele de transformare ale nucleonilor trebuiesc completate în modul următor:

$$n \longrightarrow p + e + \bar{\nu}$$

$$p \longrightarrow n + \bar{e} + \nu$$

în care prin ν și $\bar{\nu}$ s-au notat neutrinul și respectiv antineutrinul iar prin e și $\bar{e}$ electronul, respectiv antielectronul (pozitronul).

Prima relație i-a sugerat lui *Clyde Lovrain Cowan* și *Frederick Reines* ideea unei experiențe de punere în evidență a neutrinului. Ideea acestei experiențe este simplă: dacă relația de transformare a neutronului este corectă, atunci protonii bombardați cu antineutrini ar trebui să dea naștere la neutroni și pozitroni, în conformitate cu relația

$$p + \bar{\nu} \longrightarrow n + \bar{e}$$

care se obține din relația $n \longrightarrow p + \bar{\nu} + e$, prin trecerea electronului în celălalt membru, operație care, din punct de vedere algebric efectuîndu-se cu schimbare de semn, conduce la transformarea electronului în „negația" sa — antielectronul, adică în pozitron.

Aplicînd legea conservării energiei se constată că această reacție este posibilă, dacă antineutrinul sau protonul au o energie mai mare de *1,8 MeV*.

Cum era și firesc, Reines și Cowan au utilizat o țintă care conținea nuclee de hidrogen, pe care au bombardat-o cu antineutrini, care iau naștere într-un reactor nuclear. În acest scop, cei doi fizicieni au introdus ținta de protoni în interiorul unui reactor nuclear.

Problema cea mai importantă pe care trebuiau s-o rezolve Reines și Cowan era cea a detectării pozitronilor și neutronilor rezultați din reacție.

Pozitronii, aproape imediat ce s-au format, interacționează cu electronii din țintă, anihilîndu-se reciproc. În urma acestui proces iau naștere doi fotoni γ, care au energia aproximativ egală cu *0,5 MeV*. Prezența pozitronilor poate fi deci pusă în evidență prin detectarea fotonilor de *0,5 MeV*.

Pentru a detecta neutronii care s-au format, Reines și Cowan au utilizat proprietatea atomilor de cadmiu de a-i absorbi, proces în urma căruia ia naștere de asemenea un foton γ. Procesul de absorbție a neutronului de către atomul de cadmiu durează cîteva microsecunde. În consecință, fotonul γ este emis de către un nucleu de cadmiu la cîteva

microsecunde după ce apar cei doi fotoni γ din anihilarea pozitronilor. Fotonii γ pot însă să mai apară și în mod întîmplător, datorită diferitelor cauze.

Din cele expuse rezultă că fiecare proces elementar de formare a unui pozitron și neutron este însoțit de emisiunea unor fotoni γ, separați temporal, printr-un interval de cîteva microsecunde.

Fotonii γ pot fi detectați cu ajutorul unui detector cu scintilație. Un detector cu scintilație este format dintr-un scintilator, care reprezintă, în esență, o substanță ce are proprietatea de a emite o mică scintilație atunci cînd absoarbe un foton γ și un fotomultiplicator, care este un dispozitiv electronic cu ajutorul căruia se pun în evidență aceste scintilații.

În concluzie, ori de cîte ori la ieșirea fotomultiplicatorului apar două impulsuri, separate printr-un interval de cîteva microsecunde, știm că a avut loc un proces elementar de formare a unui neutron și pozitron. În acest mod se pot separa impulsurile care „trădează" efectuarea procesului care ne interesează, de impulsurile parazite care pot să apară din diferite motive.

Într-o primă încercare, Reines și Cowan au utilizat un rezervor cu diametrul de *75 cm* umplut cu un amestec de toluen și o hidrocarbură în care au dizolvat o sare de cadmiu. Această soluție transparentă reprezintă în același timp ținta de protoni (datorită atomilor de hidrogen pe care îi conține din abundență hidrocarbura), detectorul de neutroni (datorită atomilor de cadmiu) și scintilatorul (deoarece soluția datorită toluenului prezintă proprietatea de a emite o scintilație cînd absoarbe un foton γ). În jurul acestui rezervor, cei doi fizicieni au montat 90 de fotomultiplicatori care au rolul de a pune în evidență scintilațiile care apar în soluție. Întreg ansamblul a fost înconjurat de un ecran, realizat cu ajutorul unor pereți, relativ groși, de plumb și a fost introdus în reactorul nuclear din *Hanford*. Ecranul are rolul de a nu permite ca radiația cosmică, precum și particulele care iau naștere în reactor, cu excepția neutrinilor și antineutrinilor, să pătrundă în interiorul rezervorului. Avînd în vedere că neutrinii

și antineutrinii au o mare putere de penetrație, s-a putut obține o bună ecranare împotriva celorlalte particule.

Primele rezultate nu au fost deloc concludente. Din această cauză, Cowan și Reines au procedat la o îmbunătățire a experienței, principiul ei rămînînd însă același. De data aceasta, rezultatele experimentale au fost concludente. Cu această ocazie a fost verificată nu numai ipoteza existenței neutrinilor și antineutrinilor, dar și proprietățile lor. Numărul extrem de mic de procese, în cazul celei de-a doua variante (aveau loc numai trei procese într-un interval de timp egal cu o oră), demonstrează că, într-adevăr, neutrinii și antineutrinii interacționează foarte slab cu substanța.

Neutrinii joacă un rol important, nu numai în fizica subnucleară, dar și în astrofizică, deoarece există posibilitatea principială ca, cu ajutorul lor să se determine dacă sursa care i-a emis este constituită din materie sau antimaterie. Datorită puterii sale de penetrație foarte mari, astronomia neutrinică poate să-și mărească raza de acțiune cu cîteva ordine de mărime. Această calitate are însă și reversul ei, neutrinul fiind o particulă foarte greu de detectat.

A găsi un ac într-un car cu fîn este o treabă mai ușoară decît a detecta un neutrin. Este suficient să menționăm că din 1 000 000 de neutrini solari care traversează Pămîntul, numai unul este oprit, pentru a ne face o idee de dificultățile care trebuie învinse. Actualmente se pare că singura posibilitate de a detecta un neutrin este dată de reacția nucleară:



$$_{17}Cl^{37} + \nu \longrightarrow {}_{18}Ar^{37} + {}_{-1}e^{0}$$

în care, după cum se observă, nucleul de *clor-37* sub acțiunea unui neutrin se transformă într-un nucleu de *argon-37* și un electron. *Argonul-37* este radioactiv avînd perioada de înjumătățire, egală cu 35 de zile.

Deoarece probabilitatea că această reacție să se producă este foarte mică, este necesar să se utilizeze detectori care conțin atomi de *clor-37*, de volume foarte mari. De exemplu, *R. Davis*, pentru a studia neutrinii proveniți de la soare a utilizat un rezervor de 400 000 *l* umplut cu 610 000 *kg* de *percloretilenă* (C_2Cl_4). Din fericire, percloretilena este relativ ieftină, fiind un detergent. Atomii de argon care iau naștere

prin transformarea atomilor de clor pot fi puși în evidență în modul următor: prin volumul percloretilenei se trece un curent de heliu gazos care antrenează atomi de argon, iar apoi atomii de argon sînt separați de cei de heliu prin fenomenele de absorbție pe carbon, reușindu-se astfel să se concentreze, într-un volum foarte mic, argonul care ia naștere în volumul foarte mare al detectorului.

Procesul de transformare a unui nucleu de *clor-37* într-un nucleu de *argon-37* poate fi realizat nu numai de un neutrin ci și de alte particule, dintre care unele se găsesc din abundență în radiația cosmică. Din această cauză, *Davis* a fost nevoit să-și facă experiențele într-o mină de aur părăsită din *Dakota de Sud*, la o adîncime de peste 1500 *m*. Pentru a putea „vedea" neutrini solari, Davis a trebuit, deci, să coboare în adîncimile pămîntului. Și cu toate acestea, rezultatele experiențelor lui Davis, care s-au extins pe o perioadă mai lungă de *10 ani*, începînd din 1955, nu au fost deloc concludente. Davis a găsit atomi de argon radioactivi în volumul detectorului, însă într-un număr atît de mic, încît nu se poate afirma cu certitudine dacă ei au luat naștere sub acțiunea neutronilor solari sau au fost produși de către radiațiile emise de substanțele radioactive aflate, într-o proporție foarte mică, în pereții minei.

Alături de neutrinul ale cărui proprietăți le-am prezentat și care intervine în interacțiunile în care sînt implicați electroni, fiind denumit din această cauză *neutrinul electronic*, notat cu ν_e, mai există un al doilea tip de neutrin, așa numitul *neutrin muonic* notat cu ν_m, care apare în interacțiunile particulelor elementare denumite *muoni*. Nu vom detalia această problemă, ci vom menționa numai că ambele tipuri de neutrini apar în procesul de transformare a unui muon negativ într-un electron, proces care decurge după schema

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_m.$$

Din marea familie a particulelor elementare neutrinul se „înrudește" cel mai mult cu fotonul. Într-adevăr, ca și fotonul, neutrinul are masa de repaus, sarcina electrică și sarcina barionică nulă. În schimb, are sarcina leptonică egală în valoare

absolută cu unitatea, ceea ce explică existența antineutrinului. Spinul neutrinului este egal cu 1/2, spre deosebire de cel al fotonului care este egal cu unitatea. Neutrinul se supune deci principiului de excluziune. Ca și fotonul, neutrinul este o particulă stabilă, care întotdeauna se deplasează cu viteza luminii. Spre deosebire de foton care este foarte ușor absorbit de substanță, neutrinul are proprietate contrară, de a fi foarte greu absorbit.

CÎT DE ELEMENTARE SÎNT PARTICULELE ELEMENTARE?

Procesele de generare și anihilare a perechilor electron-pozitron precum și cele de transformare a protonului în neutron și invers, precum și multe altele pe care nu le-am prezentat, ne determină să ne punem întrebarea: oare aceste particule sînt într-adevăr elementare, adică, la rîndul lor, nu sînt constituite din alte „obiecte" mai mici, care ar fi veritabilele particule elementare? Răspunsul la această întrebare nu este ușor de dat, avînd în vedere că informațiile experimentale pe care le putem obține despre particulele elementare sînt încă insuficiente, din care cauză studiul lor teoretic este departe de a-i mulțumi pe fizicieni.

În cele ce urmează vom încerca să prezentăm cîteva concluzii pe care anumite teorii și fapte experimentale ni le sugerează. Cuvîntul „sugerează", din fraza precedentă, nu a fost folosit în mod întîmplător, ci a vrut să menționeze incertitudinea care planează în jurul acestor concluzii.

În primul rînd, faptul că un foton γ dă naștere la o pereche electron-pozitron sau că un neutron se dezintegrează într-un proton, electron și antineutrin, nu ne permite să afirmăm că aceste particule ar fi compuse din particulele în care se transformă. Această afirmație poate fi motivată foarte ușor în cazul primului exemplu. Lăsînd la o parte faptul că un foton

se „desface" într-un electron și un pozitron și că un pozitron și un electron cînd se „unesc" dau naștere la cel puțin doi fotoni, un foton nu poate fi considerat ca fiind format dintr-un electron și un pozitron, „strîns lipiți" unul de altul, pentru că un asemenea ansamblu ar avea o masă de repaus diferită de zero, ceea ce ar face imposibil ca fotonul să se propage cu viteza luminii. Se mai pot găsi și alte motive care fac inacceptabilă ideea că un foton ar fi format dintr-un electron și pozitron.

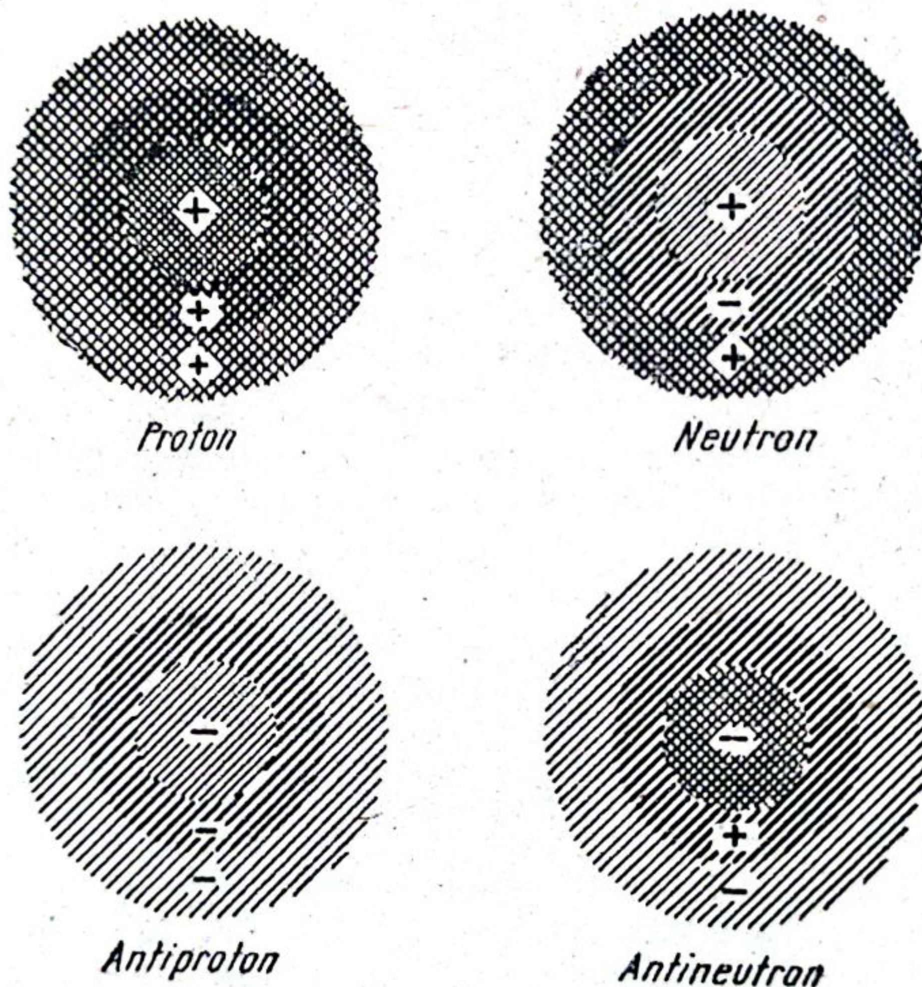


Fig. 91. Structura protonului, neutronului, antiprotonului și antineutronului.

În al doilea rînd, unele studii arată că cel puțin unor particule li se poate atribui o anumită structură. Astfel, prin bombardarea protonilor și neutronilor cu electroni de energii foarte mari, s-a ajuns la concluzia că structura lor ar fi cea din fig. 91. Porțiunea centrală a protonului, care ar avea

o rază de 0,2 *fermi* ar conține aproximativ 10% din sarcina pozitivă totală. Sarcina care mai rămîne este determinată de două părți ale unui nor mezonic. Partea interioară, care se extinde de-a lungul razei de la 0,2 *fermi* pînă la 0,8 *fermi*, ar avea o sarcină de două ori mai mare decît cea a părții exterioare, a cărei rază ar avea valoarea de 1,4 *fermi*. Neutronul, care este neutru din punct de vedere electric, ar fi format, de asemenea, din trei porțiuni. Porțiunea centrală ar avea o mică sarcină pozitivă. Cele două părți ale norului mezonic, care urmează, au o sarcină negativă, respectiv o mică sarcină pozitivă. Sarcinile celor trei porțiuni au asemenea valori încît suma lor totală să fie nulă. În aceeași figură sînt reprezentate și structurile antiprotonului și antineutronului.

În al treilea rînd, este posibil, cel puțin în principiu, ca unele particule să încorporeze în „interiorul" lor alte particule mai mari.

Cum este posibil acest lucru? Pentru a înțelege mai ușor esența fenomenelor să considerăm nucleul unui element oarecare. După cum se știe, nucleul este format din Z protoni și $A-Z$ neutroni. Dacă adunăm masele protonilor și neutronilor se obține o valoare care este mai mică decît cea a masei nucleului. Această diferență de masă a căpătat denumirea de *defect de masă*, iar energia corespunzătoare — *energie de legătură a nucleului*. Cauza apariției acestei diferențe de masă este simplă: în procesul de formare a nucleului din particulele sale componente se degajă o anumită cantitate de energie care, în virtutea legii conservării energiei trebuie să fie compensată de „pierderea" unei cantități corespunzătoare de masă. Această energie este egală cu cea pe care ar trebui să o dăm nucleului pentru a-l desface în protonii și neutronii componenți. Cu cît energia de legătură a unui nucleu este mai mare, cu atît el este mai stabil.

Să revenim la cazul particulelor elementare. Prin analogie putem să admitem că o anumită particulă elementară este compusă din două particule ale căror mase de repaus au împreună o valoare mai mare sau chiar mult mai mare decît

cea a masei sale. Aceasta este posibil deoarece, dacă nu există alte motive, putem să considerăm că în procesul de formare al acestei particule se degajă o energie de legătură foarte mare care „preia" toată diferența de masă. Această posibilitate este confirmată și de faptul că la o ciocnire între două particule elementare, în prealabil accelerate, iau naștere o serie de alte particule care, împreună, au o masă de repaus mai mare decît cea a particulelor care s-au ciocnit. În acest caz, fenomenul este invers: pentru „desfacerea" celor două particule în componentele sale, este necesar să le furnizăm o cantitate de energie egală cu cea care s-a degajat în procesul de formare. Această posibilitate pe care ne-o oferă legea conservării energiei, nu înseamnă că o particulă elementară ar fi realmente constituită din alte particule, pe care le-am putea denumi deci subelementare.

În orice caz, faptele experimentale demonstrează clar că o particulă elementară nu poate fi concepută ca ceva asemănător cu o „bilă" indivizibilă, care ar avea anumite caracteristici: masă, sarcina electrică, spin etc. Particulele elementare sînt „obiecte" mult mai complexe, care se caracterizează prin anumite mărimi, pe care le-am enumerat și care ar putea să fie incomplete, „obiecte" care nu își au corespondentul în lumea macroscopică, accesibilă direct simțurilor și intuiției noastre.

Cea mai importantă și în același timp cea mai caracteristică proprietate a particulelor elementare este transformarea lor mutuală. Marea majoritate a particulelor se transformă, de la sine, în particule mai ușoare, durata lor de viață fiind de ordinul a 10^{-10} *s*. Unele particule, cum ar fi așa numitele *rezonanțe*, au o viață mai scurtă. Foarte puține particule „trăiesc" mai mult. Dintre acestea fac parte muonul care trăiește aproximativ 2 μs și neutronul care are o durată de viață extraordinar de lungă de aproape 1000 *s*. În lumea particulelor elementare, stabilitatea este o calitate rară.

Deși sînt stabile, particulele cu masa de repaus nulă (fotonul și neutrinul) nu pot fi „pietre de construcție" ale materiei, deoarece ele se deplasează întotdeauna cu viteza

luminii și nu pot fi niciodată „oprite", decît cu prețul distrugerii lor.

Din această lume, atît de schimbătoare, se pare că numai două particule sînt „anormale" în sensul că sînt stabile: electronul și protonul. Această afirmație nu înseamnă însă că aceste particule nu se pot transforma, ci semnifică faptul că, de la sine, nu se transformă în alte particule mai ușoare. Ele se pot transforma în alte particule, însă sub acțiunea unor factori externi. Din fericire și neutronul poate fi stabilizat atunci cînd se află într-un nucleu. În acest caz, forțele nucleare dintre protoni și neutroni îi împiedică pe ultimii să se transforme, de la sine, în alte particule. Dacă nu ar exista acest efect stabilizator, atunci lumea ar conține numai atomi de hidrogen.

Deși familia particulelor elementare este foarte numeroasă, multe particule a căror existență este cerută de anumite considerații teoretice nu au fost încă descoperite. Din această categorie fac parte *monopolul magnetic*, *gravitonul*, *tahionii*, *quarcii* etc.

Monopolul magnetic, a cărui existență a fost prezisă de către Dirac încă din 1930, reprezintă analogul magnetic al sarcinii electrice. După cum se știe, experiențe foarte simple arată că există sarcini electrice elementare pozitive și negative. În schimb, nu au fost identificate sarcini magnetice elementare, adică nu s-a reușit să se pună în evidență unele particule care s-ar comporta ca polul nord și altele ca polul sud al unui magnet. Întotdeauna cei doi poli sînt prezenți împreună și, ca atare, ei nu pot fi separați. Existența monopolului magnetic ar conferi electromagnetismului o „superbă" simetrie care actualmente îi lipsește.

Gravitonul, după cum arată și numele, este particula elementară care intervine în interacțiunile gravitaționale.

Tahionii sînt particule elementare care se deplasează cu o viteză mai mare decît cea a luminii. Nu reprezintă aceasta o violare a principiilor relativității? În 1960, *E.C. George Sudarshan* și *Weejay K. Deshpande* au demonstrat teoretic că pot să existe particule care să se deplaseze cu o viteză mai mare decît cea a luminii, particule care să nu vină în

contradicție cu condiția de limitare a vitezei impusă de teoria relativității. Condiția de limitare a vitezei se referă numai la particulele a căror masă de repaus se poate exprima sub forma unui număr real, diferit de zero. O asemenea particulă se poate afla în repaus sau în mișcare, însă cu o viteză mai mică decît cea a luminii. Există însă și o altă categorie de particule care au energie, impuls și moment cinetic, însă a căror masă de repaus nu poate fi exprimată printr-un număr diferit de zero. Din această categorie fac parte fotonul și neutrinul. Aceste particule se deplasează întotdeauna cu viteza luminii. Pentru aceste particule noțiunea de masă de repaus nu are semnificație fizică. Matematic, se poate considera că masa de repaus a acestor particule este nulă.

Nu există, deocamdată, nici un motiv de natură fizică, care să ne împiedice să considerăm că masa unei particule nu ar putea fi exprimată printr-un număr imaginar, diferit de zero. O asemenea particulă s-ar putea deplasa cu o viteză mai mare decît cea a luminii. Mai mult, după cum particulelor cu masa „reală" le este interzis domeniul vitezelor mai mari ca cea a luminii, particulelor cu masa „imaginară" le este interzis domeniul vitezelor mai mici decît cea a luminii. La fel cum fotonii se „nasc" cu o viteză inițială egală cu cea a luminii, tot așa aceste noi particule trebuie, chiar din momentul formării lor, să aibă o viteză mai mare decît cea a luminii.

În funcție de masa pe care o au, particulele s-ar împărți în următoarele categorii:

— *tardoni* (de la cuvîntul latin *tardus* — lent), care cuprind particulele obișnuite, cu masa de repaus exprimată printr-un număr real, diferit de zero, și a căror viteză fiind întotdeauna mai mică decît cea a luminii le conferă calitatea de a fi „lente";

— *luxoni* (de la cuvîntul latin *lux* — lumină), care cuprind particulele ce se află întotdeauna în mișcare, avînd o viteză egală cu cea a luminii;

— *tahioni* (de la cuvîntul grecesc ταχνξ — rapid), care cuprind particulele cu masă de repaus exprimată printr-un număr imaginar, diferit de zero, și a căror viteză fiind mai mare decît cea a luminii le conferă calitatea de a fi „rapide".

În sfîrşit, existenţa particulelor elementare, denumite *quarci**, a fost justificată de anumite consideraţii de simetrie pe care le-ar prezenta lumea subatomică. *Gell-Mann* şi *Zweig* care au postulat existenţa lor, au arătat că ar exista trei tipuri de quarci care ar avea sarcinile electrice egale cu o treime, respectiv cu două treimi din sarcina electrică a electronului. Sarcina acestor particule ar reprezenta deci o fracţiune din sarcina electrică elementară. Începînd din 1910, an în care Millikan a efectuat celebra sa experienţă de determinare a sarcinii electronului, nici un experimentator nu a reuşit să pună în evidenţă o sarcină mai mică decît cea elementară. Este oare posibil să existe o asemenea particulă? Se pare că răspunsul este pozitiv.

---

* Termenul de *quarci* a fost preluat de Gell-Mann de la scriitorul *James Joyce*, care în romanul „*Finnegan's Wake*" (Veghea lui Finnegan) a inventat acest cuvînt. Singura legătură pe care autorul a putut să o descopere între proprietăţile acestor noi particule şi termenul quarci este că numărul particulelor este egal cu 3, iar în romanul menţionat se vorbeste despre *Three quarqs for Muster Mark* (Trei quarci pentru Muster Mark). Cele trei tipuri de quarci au fost denumite *park*, *nark* şi *lark*.

O NOUĂ TEORIE CORPUSCULARĂ A RADIAȚIEI ELECTROMAGNETICE

Razele X și γ au făcut să apară, din ce în ce mai pregnant, proprietățile corpusculare ale radiației electromagnetice, proprietăți prezente și în domeniul optic, după cum ne-am convins din studiul radiației corpului negru și al efectului fotoelectric. Ultimele capitole au reprezentat, cu unele excepții, cum ar fi difracția și interferența razelor X, o succesiune de argumente în favoarea naturii corpusculare a radiației electromagnetice. Oare nu putem să fundamentăm *o teorie pur corpusculară* a radiației electromagnetice capabilă să explice corect totalitatea fenomenelor cunoscute? Aceasta este întrebarea la care vom căuta să răspundem în acest capitol.

O REÎNTOARCERE LA VECHEA TEORIE CORPUSCULARĂ?

Desigur, o asemenea încercare ne-ar face să ne gîndim că ea ar reprezenta o reîntoarcere la vechea teorie corpusculară a luminii, denumită pe nedrept newtoniană. Într-adevăr, așa după cum s-a arătat în capitolul care i-a fost dedicat din lucrarea: *Lumina — undă electromagnetică?*, marele Newton nu a fost nici creatorul, nici adeptul unei teorii corpusculare. Newton avea unele concepții despre lumină, care în mod surprinzător prezintă unele asemănări cu ideile noastre actuale.

Răspunsul la această întrebare este negativ, deoarece în cele ce urmează vom încerca să construim o nouă teorie în

care corpusculii luminoși au masa de repaus nulă. Prin aceasta ei se deosebesc fundamental de vechii corpusculi de lumină, care erau asimilați cu niște bile asemănătoare cu cele de la scara macroscopică, însă de dimensiuni foarte mici, bile care ar avea o masă de repaus diferită de zero și care s-ar deplasa în vid cu viteza luminii. Această veche teorie a cărei existență a durat pînă în jurul anilor 1820–1825, ani în care Fresnel și Young i-au dat „loviturile mortale", nu venea în contradicție cu teoria relativității, deoarece pe acea vreme ea nu exista. Dacă dorim să construim o teorie cu șanse de succes, atunci trebuie să avem grija ca ea să nu vină în contradicție cu principiile relativității. Tocmai din această cauză trebuie să considerăm că masa de repaus a corpusculilor luminoși este nulă.

Înainte de a construi această teorie, vom reveni cu amănunte suplimentare, furnizate de cele mai recente experiențe, asupra caracteristicilor corpusculare ale fotonului: masă, impuls, moment cinetic.

MASA FOTONULUI

Principiile relativității ne obligă să considerăm că masa de repaus a fotonului este nulă. De altfel, riguros vorbind, noțiunea de masă de repaus nu are semnificație fizică în cazul fotonului. Într-adevăr, fotonul se află întotdeauna în stare de mișcare, deplasîndu-se cu o viteză egală cu cea a luminii și ca atare el nu poate fi niciodată oprit pentru a i se determina masa de repaus, decît cu prețul „sacrificării" sale. Orice încercare de a opri un foton se soldează cu „moartea" sa. Fotonul, chiar din momentul în care se naște, are viteza egală cu cea a luminii. În decursul existenței sale, „de la naștere" și „pînă la moarte", fotonul se deplasează cu cea mai mare viteză posibilă.

Masa fotonului în „repaus" nu are semnificație fizică. Putem afirma oare același lucru și despre masa fotonului în „mișcare" adică despre masa $m = h\nu/c^2$ care rezultă din expresia relativistă a energiei $E = mc^2$ și valoarea energiei unui foton $E = h\nu$? Pentru a răspunde la această întrebare ar trebui să „cîntărim" un foton. Ar trebui deci să izolăm un foton și să-l punem pe talerul unei balanțe ultrasensibile, în vederea măsurării masei.

Fotonul nu se află niciodată în repaus. Teoretic putem să învingem această dificultate, utilizînd o cutie goală de forma unui cub cu pereții interni perfect reflectători, în care vom introduce un foton. Deoarece pereții sînt perfect reflectători, fotonul nu este absorbit și în consecință el se deplasează în permanență, în interiorul cutiei, suferind de fiecare dată cînd cade pe un perete cîte o reflexie. Procedînd în acest mod, am putea obține masa fotonului, determinînd cu cît crește masa cutiei în momentul în care în ea introducem un foton.

O cutie cu pereți interni perfect reflectători nu există. După un număr mai mare sau mai mic de reflexii, un foton închis într-o cutie reală sfîrșește prin a fi absorbit de unul din pereții ei. Și chiar dacă ar exista o asemenea cutie, masa celui mai „greu" foton, adică a unui foton γ, este cu mult sub posibilitățile de măsură oferită chiar și de cele mai moderne metode.

Și totuși, putem să măsurăm masa fotonului. *R.V. Pound* și *G.A. Rebka* au demonstrat această afirmație printr-o experiență efectuată în 1960.

Ideea experienței lui Pound și Rebka constă în a determina eventuala scădere a energiei unui foton care se deplasează vertical în sus, împotriva forțelor gravitaționale. Din mecanică se știe că o particulă de masă m care se deplasează vertical în sus, pe o distanță d, pierde o energie egală cu lucrul mecanic efectuat în această deplasare, adică energia $\Delta E = mgd$. Dacă fotonul ar avea masa $m = h\nu/c^2$, atunci în cazul în care s-ar deplasa vertical în sus, pe o distanță egală cu d, energia sa ar scădea cu mărimea $\Delta E = (h\nu/c^2)\, gd$. Dacă pentru d considerăm o valoare rezonabilă, de exemplu 10 m, atunci scăderea procentuală de energie a unui foton este $\Delta E/E = (h\nu/c^2) \cdot gd : h\nu = gd/c^2 = 10^{-15}$. Acest calcul

are un efect descurajator, deoarece nici în acest caz s-ar părea că nu vom reuşi să determinăm variaţia de energie, care şi ea este cu mult sub posibilităţile noastre actuale de măsură.

Din fericire, energia unui foton, în conformitate cu formula lui Planck $E = h\nu$, poate fi măsurată prin intermediul frecvenţei. Frecvenţa este una dintre mărimile fizice care se pot măsura cu cele mai mari precizii. În consecinţă, dacă fotonul are masă, atunci prin simpla sa deplasare în sens invers forţei gravitaţionale, frecvenţa sa ar trebui să scadă. Deoarece în spectrul radiaţiei vizibile regiunea roşie este situată în domeniul frecvenţelor mai scăzute, deplasarea către frecvenţele mai mici se numeşte *„deplasare spre roşu"*.

Practica măsurătorilor a arătat că cele mai bune precizii se obţin dacă se utilizează o metodă de compensaţie. Principiul acestei metode constă în a anula efectul pe care dorim să-l măsurăm cu ajutorul unui alt fenomen binecunoscut. În acest caz, precizia măsurătorii este determinată de precizia cu care poate fi stabilită valoarea nemodificată a mărimii de măsurat.

O deplasare a frecvenţei apare la efectul Doppler. Astfel, o deplasare înspre albastru apare în cazul în care sursa se apropie de observator, iar o deplasare spre roşu în caz contrar.

În consecinţă, deplasarea spre roşu a frecvenţei determinată de scăderea energiei cauzată de cîmpul gravitaţional poate fi compensată de o deplasare spre albastru prin efectul Doppler, dacă sursa care emite fotonii se apropie de observator.

Experienţele lui Pound şi Rebka efectuate într-un turn de aproximativ 25 m înălţime de la *Universitatea Harvard* cu ajutorul unei surse de fotoni dispusă în partea de jos şi a unei aparaturi de măsură a frecvenţei în partea superioară, au arătat că valoarea calculată a vitezei cu care sursa trebuie să se deplaseze în sus coincide cu cea experimentală, în limita unei precizii de 1%.

Această experienţă arată că fotonul are într-adevăr masă.

Cele mai convingătoare dovezi în favoarea ideii că fotonul posedă impuls le-au furnizat efectul Compton și procesele de generare și anihilare a perechilor electron-pozitron. Impulsul fotonului joacă un rol important și în așa numitul *efect Mössbauer*, descoperit de fizicianul cu același nume în anul 1957. Pentru a înțelege mai ușor esența fenomenelor vom începe prin a studia efectul Doppler într-o imagine corpusculară.

În acest scop, considerăm un atom sau un nucleu care, la un moment dat, emite un foton. Așa după cum s-a arătat, în acest proces, atomul sau nucleul emite o cantitate de energie pe care o notăm cu E_0. Considerăm că față de punctul în care se află un observator, atomul sau nucleul emițător se află într-o primă situație în repaus, iar într-o a doua situație, în mișcare cu o anumită viteză. Atenția noastră se va concentra, în special, asupra energiei fotonului emis în cele două situații, trecerea de la energie la frecvență fiind foarte ușoară cu ajutorul formulei lui Planck, $E = h\nu$.

Fenomenele care au loc în acest caz sînt mai ușor de urmărit dacă considerăm o analogie. Astfel, să considerăm că pe un cărucior, care se poate deplasa față de un punct de observație, s-a montat rigid o pușcă încărcată, cu ajutorul căreia, la un moment dat, se trage un glonț. Ne interesează care este viteza glonțului, determinată de observator, în cazul în care, inițial, căruciorul se afla în repaus, respectiv în mișcare. În acest scop, presupunem că prin detonarea explozivului din glonte se degajă o energie E_0, analoagă cu cea pe care un atom sau un nucleu o cedează în procesul de emisie. Răspunsul la această problemă ni-l oferă legile conservării energiei și impulsului.

Mai întîi, considerăm cazul în care căruciorul se află inițial în repaus. Presupunem, pentru simplitate, că glonțul este tras în direcția observatorului. În situația inițială, atît impulsul căruciorului cît și cel al glonțului sînt nule — ceea ce înseamnă că suma lor este, de asemenea, nulă.

Aceeași condiție trebuie să o satisfacă și suma impulsurilor căruciorului și glonțului după tragere. Glonțul care părăsește pușca are un impuls egal cu produsul dintre masă și viteza sa. Pentru a fi satisfăcută legea conservării impulsului, este necesar ca după tragere impulsul căruciorului să fie egal și de semn contrar cu cel al glonțului. Căruciorul primește, deci, un recul.

Legea conservării energiei cere ca suma energiilor glonțului și a căruciorului, după tragere, să fie egală cu energia E_0, degajată prin detonarea explozivului.

Aceste două condiții ne furnizează două ecuații, din care se pot determina, prin calcule simple, vitezele glonțului și a căruciorului. Observăm că în acest caz, datorită reculului, glontele nu preia integral energia E_0, degajată prin detonarea explozivului, ci o cantitate mai mică cu energia de recul pe care o capătă căruciorul. Energia de recul este cu atît mai mică cu cît masa căruciorului este mai mare.

Acest fenomen este binecunoscut trăgătorilor cu pușca. Într-adevăr, pentru a atenua efectele negative pe care le are reculul, un trăgător „înșurubează" pușca în umărul său înainte de a trage. Reculul este preluat, în acest caz, împreună, de pușcă și de corpul trăgătorului. Energia pe care o preia ansamblul pușcă-trăgător este mai mică decît cea pe care ar prelua-o pușca singură. De altfel, tocmai din această cauză se evită ca pușca să fie ținută la o oarecare distanță de corpul trăgătorului. Într-adevăr, energia relativ mare pe care ar prelua-o pușca, ar putea să-i determine o mișcare atît de energică încît ar produce trăgătorului traumatisme, unele chiar foarte grave, cum ar fi de exemplu fracturarea claviculei. În cazul în care trăgătorul face corp comun cu pușca, fenomenele se petrec ca și cum pușca ar avea masa mărită cu cea a trăgătorului.

Să considerăm și cel de al doilea caz, în care căruciorul se afla inițial în stare de mișcare, deplasîndu-se cu o anumită viteză către observator, iar glonțul este tras, de asemenea, în aceeași direcție. În acest caz, suma impulsurilor, respectiv a energiilor glonțului și a căruciorului după tragere, trebuie să fie egală cu impulsul inițial al căruciorului-

lui, respectiv cu suma dintre energia E_0 degajată prin detonarea explozivului și energia inițială a căruciorului. Energia care se împarte între glonte și cărucior este mai mare decît cea din situația precedentă. Putem deci să deducem că, în acest caz, viteza glonțului față de observator este mai mare decît cea corespunzătoare situației în care căruciorul se afla inițial în repaus.

Să mai considerăm și un al treilea caz, în care căruciorul se deplasează de-a lungul aceleiași direcții, cu aceeași viteză, însă în sens contrar, adică se îndepărtează de observator. Energia care se împarte între cărucior și glonț este aceeași cu cea din cazul precedent, deoarece energia inițială a căruciorului nu depinde de sensul vitezei, ci numai de modulul său.

Oare și în acest caz glonțul preia o energie mai mare decît cea corespunzătoare cazului în care căruciorul se află inițial în repaus? Și în acest caz energia care se împarte între glonț și cărucior este mai mare. Datorită faptului că, inițial, căruciorul are impulsul îndreptat în sens invers sensului de deplasare a glonțului, după tragere, căruciorul preia un impuls mai mare decît cel al glonțului, pentru ca acest impuls adunat cu cel al glonțului să dea impulsul inițial al căruciorului, îndreptat în sens invers sensului de tragere. Rezultă deci că în cazul în care căruciorul se deplasează în sens invers, viteza glonțului față de observator este mai mică decît cea din cazul în care inițial căruciorul se afla în repaus.

Aceste constatări sînt binecunoscute amatorilor de sport. Să considerăm, de exemplu, aruncarea suliței. În acest caz, atletul, chiar dacă a uitat legile conservării energiei și impulsului, își ia în prealabil un avînt care îl ajută să arunce sulița la o distanță mai mare, față de situația în care ar face această operație stînd pe loc.

Să revenim la studiul efectului Doppler. Repetînd aceleași raționamente, rezultă că în cazul în care atomul sau nucleul emițător se apropie, respectiv se îndepărtează de observator, energia fotonului emis este mai mare, respectiv mai mică decît cea corespunzătoare situației în care atomul

sau nucleul s-ar afla în repaus. Avînd în vedere proporționalitatea dintre energie și frecvență, rezultă că, în cazul în care atomul sau nucleul se apropie de observator, apare o deplasare a frecvenței înspre albastru, iar în caz contrar, înspre roșu.

Aceste raționamente ne fac să înțelegem mai ușor fenomenele care au loc în cazul experienței lui Pound și Rebka. În imaginea corpusculară cu care ne-am obișnuit, scăderea energiei fotonului, ca urmare a deplasării sale împotriva forței gravitaționale, este compensată de plusul de energie pe care îl preia de la sursă, ca urmare a faptului că ea se află în stare de mișcare.

După această paranteză, să revenim la efectul Mössbauer. Efectul Mössbauer este strîns legat de fenomenul de fluorescență. După cum s-a arătat, pe la mijlocul secolului trecut Stokes a observat că unele corpuri solide, lichide și gazoase absorb radiații electromagnetice și că imediat după aceasta ele emit la rîndul lor radiații cu lungime de undă mai mare, fenomen care a căpătat denumirea de *luminescență*. S-a arătat că în cazul în care emisia radiațiilor are loc după un interval de timp foarte mic, luminescența se numește *fluorescență*, iar în cazul în care emisia are loc după un interval de timp mare, *fosforescență*.

Un caz particular de fluorescență apare în situația în care radiațiile absorbite și cele emise au aceeași frecvență. Acest fenomen a căpătat denumirea de *fluorescență de rezonanță*.

Fluorescența de rezonanță a fost studiată între anii 1904—1905 de către *Wood*. Pentru studiul fluorescenței de rezonanță a atomilor de sodiu, Wood a introdus într-un balon de sticlă, vidat, o bucățică de sodiu metalic. Balonul putea fi încălzit la diferite temperaturi. În acest mod, Wood avea posibilitatea să-și facă experiențele cu diferite densități ale vaporilor de sodiu. Pe acest balon, Wood a concentrat cu ajutorul unei lentile lumina provenită de la un bec Bunsen în care a introdus sare de bucătărie. Această

lumină conține așa numitele linii D_1 și D_2 ale sodiului cu lungimile de undă $\lambda_{D1} = 5\,896$ Å și $\lambda_{D2} = 5\,890$ Å. Liniile D_1 și D_2 fiind situate în regiunea galbenă a spectrului conferă radiației emisă de sodiu aceeași culoare.

În cazul în care temperatura balonului este relativ scăzută, Wood a constatat că atomii de sodiu din balon emit ei înșiși o lumină galbenă care, studiată cu ajutorul unui spectroscop, s-a dovedit a fi formată din cele două linii D_1 și D_2. Ridicînd temperatura balonului, adică mărind densitatea vaporilor de sodiu, Wood a constatat că lumina nu mai este emisă de întreaga masă a vaporilor, cum se întîmplă în cazul temperaturilor scăzute, ci numai de stratul superficial aflat în dreptul porțiunii în care pătrunde lumina de la becul Bunsen. Lumina emisă de bec nu mai reușește să ajungă pînă în cealaltă parte a balonului. Această comportare arată clar că atomii de sodiu absorb puternic radiațiile corespunzătoare liniilor D_1 și D_2 și că la rîndul lor radiază aceleași linii.

Wood a studiat fenomenul analog și la vaporii de mercur, pentru $\lambda = 2\,537$ Å. În acest caz, a trebuit să lucreze cu un balon de cuarț, iar în calitate de sursă luminoasă a utilizat o lampă de cuarț cu mercur.

Ulterior au fost observate fenomene identice și în cazul altor substanțe, deși uneori studiul lor experimental este dificil. Pentru a observa fenomenul de fluorescență de rezonanță este necesar să avem o sursă de radiații și un absorbant care să conțină atomii aceluiași element chimic. Fenomenul de fluorescență prin rezonanță se manifestă printr-o absorbție puternică a radiației emisă de sursă, urmată de o emisie pe aceeași frecvență.

Acest fenomen a fost interpretat de către Wood în spiritul fizicii clasice ca o *rezonanță*. Într-adevăr, avînd în vedere că atomii, de exemplu, cei de sodiu emit cele două linii D_1 și D_2 rezultă că putem să ni-i imaginăm ca niște sisteme oscilante care rezonează pe cele două frecvențe corespunzătoare. Să considerăm un sistem oscilant, de exem-

plu format dintr-un corp de masă *m* suspendat de un punct fix printr-un resort. Un asemenea sistem, dacă inițial este perturbat și apoi este lăsat liber, oscilează pe o anumită frecvență denumită *frecvență proprie de oscilație*. Ne putem convinge ușor de acest lucru, deplasînd puțin corpul din poziția sa de echilibru, de exemplu în jos și lăsîndu-l apoi liber. Imediat corpul începe să oscileze pe frecvența proprie de oscilație.

Să considerăm că asupra acestui corp acționează o forță care prezintă o variație sinusoidală în timp. Variind frecvența forței aplicate se constată că pentru o anumită valoare, amplitudinea oscilațiilor este maximă. Se afirmă că sistemul a intrat în rezonanță. La rezonanță, sistemul absoarbe puternic energie de la forța care acționează asupra sa. Frecvența de rezonanță a sistemului este egală cu frecvența proprie de oscilație. Aceasta reprezintă tocmai condiția de rezonanță. Un sistem oscilant intră în rezonanță dacă frecvența cu care acționează forța perturbatorie este egală cu frecvența sa proprie de rezonanță.

Dacă asimilăm atomul cu un sistem oscilant, atunci fenomenele care au loc în cazul experienței lui Wood sînt ușor de interpretat. Lumina emisă de becul Bunsen în care au fost introduși atomii de sodiu are frecvența egală cu frecvența proprie de oscilație a atomilor de sodiu din balon. În consecință, atomii de sodiu din balon intră în rezonanță, absorbînd puternic energia de la fasciculul luminos incident, iar apoi la rîndul său emit radiații de aceeași frecvență.

Această interpretare a experienței lui Wood explică de ce fenomenul a căpătat denumirea de fluorescență de rezonanță, iar radiația emisă — *radiație de rezonanță*.

Explicația pe care am prezentat-o nu reușește să elucideze toate aspectele fenomenului de fluorescență de rezonanță. Aceasta este posibil numai dacă apelăm la teoria cuantică.

În teoria cuantică, fluorescența de rezonanță se interpretează cu ajutorul nivelelor de energie ale atomilor din sursă

și absorbant (vezi fig. 92). Ne concentrăm atenția asupra celor două nivele energetice pentru care tranziția dintre ele are frecvența pe care se constată că apare fluorescența de rezonanță. În marea majoritate a cazurilor, nivelul inferior este nivelul fundamental. Nivelul superior a căpătat denumirea de *nivel de rezonanță*.

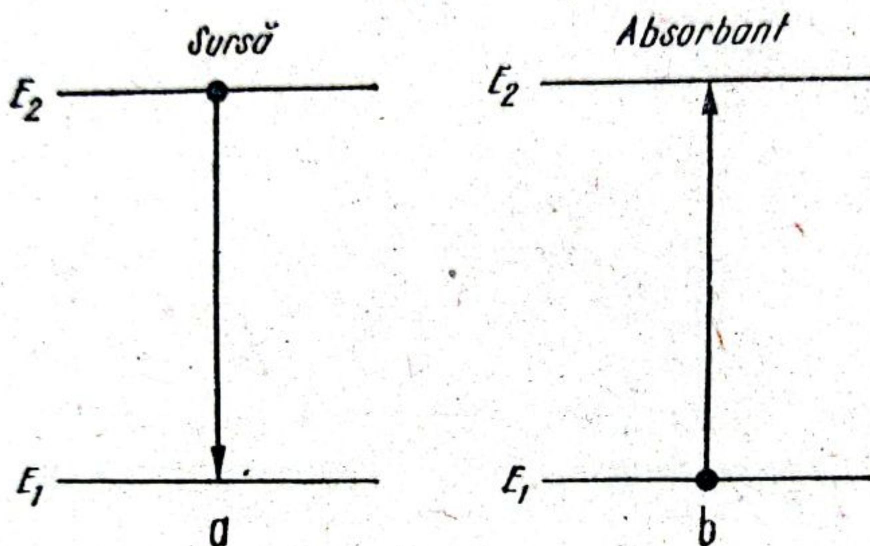


Fig. 92. Fluorescența de rezonanță: (*a*) tranziția unui atom din sursă însoțită de emisia unui foton, (*b*) tranziția unui atom din absorbant însoțită de absorbția unui foton.

Sub acțiunea factorilor care furnizează energie, atomii din sursă sînt excitați pe nivelul de rezonanță. De aici ei revin pe nivelul fundamental emițînd radiații cu frecvența corespunzătoare.

Atomii din absorbant aflați pe nivelul fundamental absorb puternic radiația emisă de sursă, sub acțiunea căreia se urcă pe nivelul de rezonanță. Pe acest nivel stau un timp relativ scurt de ordinul a $10^{-7} \ldots 10^{-9}$ *s*, după care coboară pe nivelul fundamental emițînd radiația de rezonanță.

În raționamentele pe care le-am prezentat, am considerat că radiația emisă de un atom care execută o tranziție între două nivele cu energiile E_2 și E_1 ($E_2 > E_1$) are frecvență unică ν_0 dată de relația lui Planck $h\nu_0 = E_2 -$

$-E_1$. Spectrul unei asemenea radiații ar fi compus dintr-o linie infinit subțire trasată în dreptul frecvenței ν_0.

În realitate, măsurătorile realizate cu ajutorul unor spectrografe perfecționate sau interferometre au arătat că, chiar în condițiile în care atomii dintr-o sursă sînt perturbați foarte puțin în procesul de emisie, radiația emisă are spectrul din fig. 93. Atomii emit nu numai radiații cu frecvența ν_0, dar și cu frecvențe puțin diferite. Pentru caracterizarea liniei spectrale s-a introdus mărimea denumită *semilărgime*, care reprezintă intervalul de pe scara frecvențelor corespunzătoare punctelor în care intensitatea radiației scade la jumătate din valoarea intensității maxime. Cu cît semilărgimea este mai mică, cu atît linia spectrală este mai îngustă.

Emisia unei linii spectrale ca cea din fig. 93 poate fi explicată cu ajutorul fizicii clasice, prin așa numita *frecare de radiație*. Să considerăm un atom izolat, care emite o radiație electromagnetică. Radiația emisă preia cu ea energia. Rezultă că în procesul de emisie, energia atomului scade

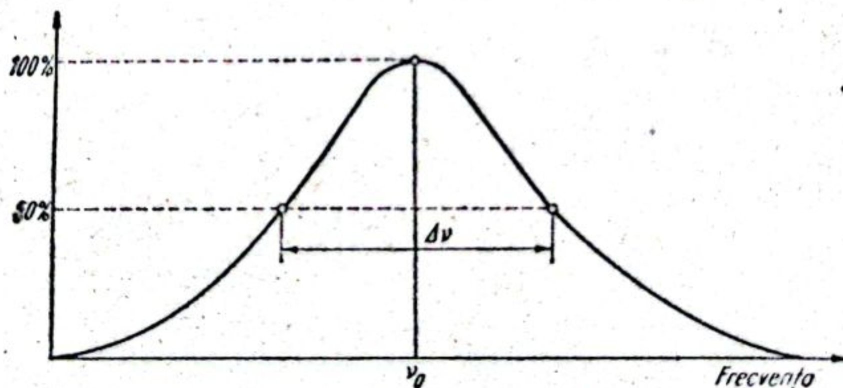


Fig. 93. Spectrul liniei emise de atomii unei surse.

continuu. Această scădere face ca și amplitudinea oscilațiilor emise să scadă. Pierderile determinate de radiația emisă pot fi privite ca datorîndu-se unei „frecări" interne din atom. Această „frecare" a căpătat denumirea de frecare de radiație.

Frecarea de radiație explică de ce unda emisă de un atom are forma din fig. 94. Se observă că intensitatea acestei unde scade exponențial în timp. Unda emisă are o frecvență de repetiție a alternanțelor constantă, însă o amplitudine care scade exponențial în timp. Din cauza scăderii amplitudinii, unda există, practic, numai un anumit interval de timp.

Faptul că amplitudinea scade în timp, face ca această undă să se deosebească fundamental de o undă sinusoidală

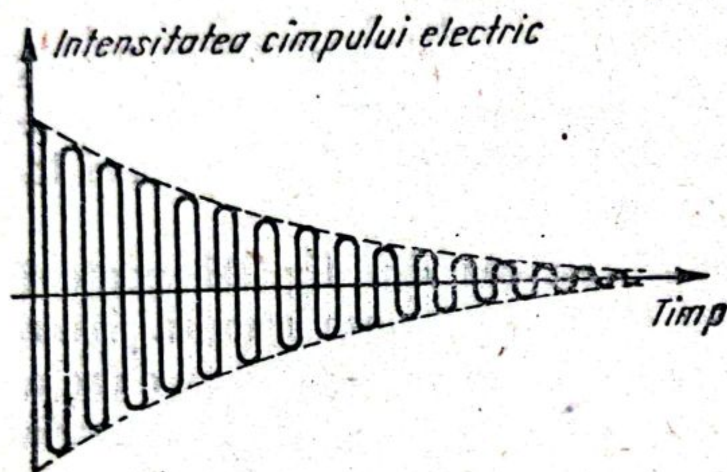


Fig. 94. Unda electromagnetică amortizată emisă de un atom.

care are aceeași frecvență, însă amplitudine constantă. Într-adevăr, cea de a doua undă este o funcție periodică, deoarece ea se autoreproduce de la o perioadă la alta, în timp ce prima este aperiodică, deoarece diferă de la o perioadă la alta.

În matematică se demonstrează că în anumite condiții, care sînt destul de largi, o funcție de timp, fie că este periodică, fie că este aperiodică, poate fi „sintetizată" adunînd funcții sinusoidale de amplitudine, frecvențe și defazaje convenabil alese. Astfel, în fig. 95 s-a exemplificat cum se poate obține o succesiune de impulsuri dreptunghiulare prin adunarea unor funcții sinusoidale.

Reprezentînd într-un grafic modul cum variază intensitatea diferitelor componente în funcție de frecvență, se obține spectrul acelei funcții. Calculele, pe care nu le vom prezenta, arată că spectrul unei funcții periodice este dis-

cret, iar cel al unei funcţii aperiodice este continuu şi că spectrul funcţiei din fig. 94 are forma din fig. 93.

Este interesant de menţionat că operaţia inversă „sintetizării", adică analiza spectrală, este realizată efectiv de către organele noastre de auz. Astfel, studiile anatomice au arătat

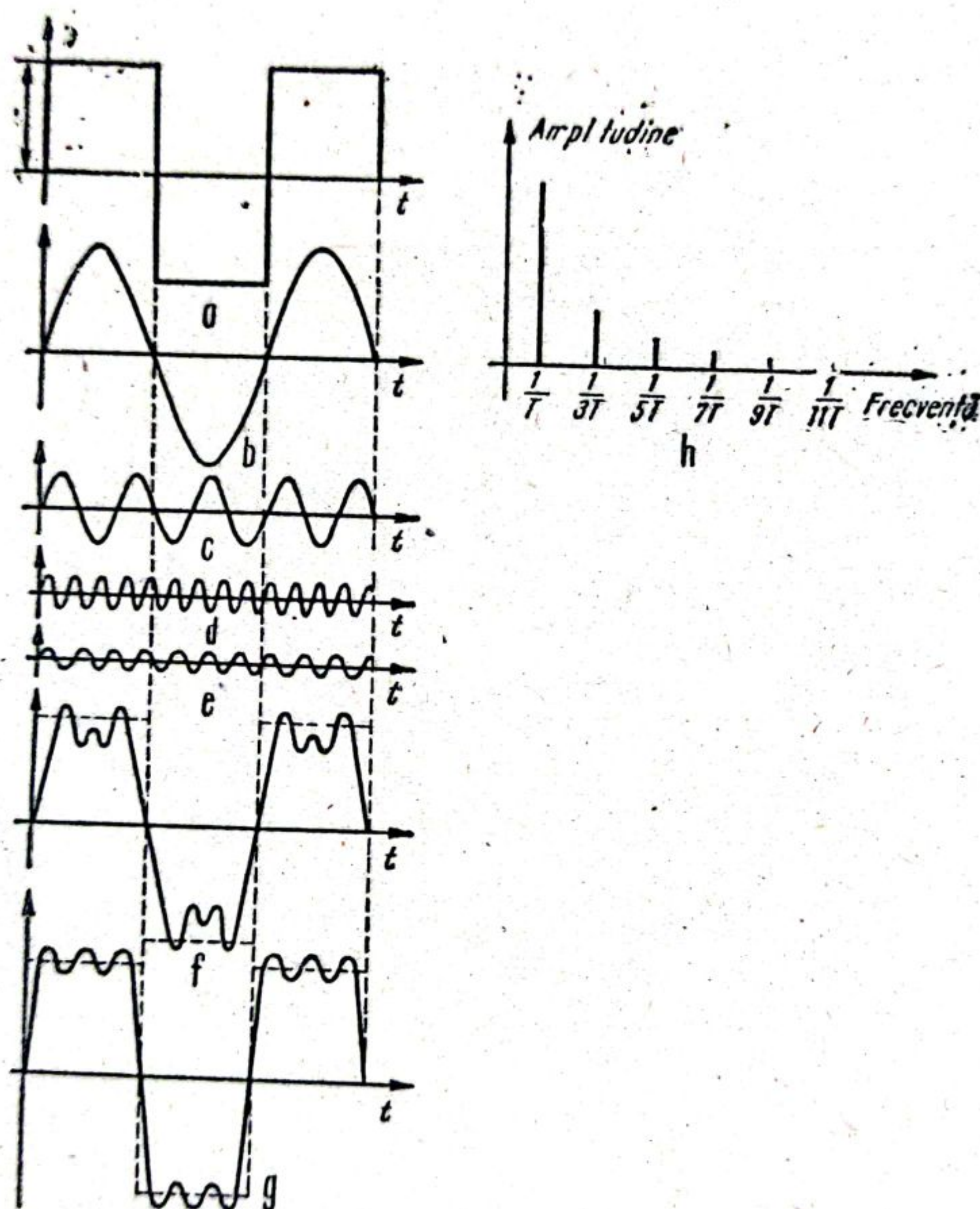


Fig. 95. Analiza spectrală a unei succesiuni de impulsuri: (*a*) seria de impulsuri; (*b*) fundamentală; (*c*) armonica întîi; (*d*) armonica a treia; (*e*) armonica a cincea; (*f*) semnalul obţinut prin adunarea curbelor (*b*), (*c*) şi (*d*); (*g*) semnalul obţinut prin adunarea curbelor (*b*), (*c*), (*d*) şi (*e*); (*h*) spectrul succesiunii de impulsuri.

că în așa numita ureche internă se află aproximativ 24 000 de fibre nervoase cu lungimi variabile între 0,04 și 0,5 *mm*, fibre care se comportă ca niște corzi vibrante, avînd fiecare cîte o frecvență de rezonanță (frecvența de rezonanță a unei corzi vibrante este determinată de lungimea ei). Sunetul care pătrunde în ureche, excită într-o măsură mai mare sau mai mică oscilațiile acestor coarde, în funcție de amplitudinea componentei sale de frecvență corespunzătoare. În acest mod, se realizează descompunerea sunetului. Informațiile privitoare la oscilațiile acestor 24 000 de fibre nervoase sînt transmise apoi la creier, care le prelucrează.

Și cu ajutorul mecanicii cuantice se poate explica de ce o linie spectrală are forma pe care am prezentat-o. Esența explicațiilor este, în acest caz, diferită, ea datorîndu-se faptului că nivelele energetice nu sînt infinit subțiri, ci au o anumită grosime ΔE corelată cu semilărgimea liniei $\Delta\nu$ printr-o relație asemănătoare cu cea a lui Planck, $\Delta E = h\,\Delta\,\nu$.

Semilărgimea $\Delta\nu$, pe care am pus-o în evidență cu ajutorul considerațiilor efectuate asupra unui atom care se află în condițiile ideale de izolare, astfel încît el nu este perturbat în procesul de emisie, a căpătat denumirea de *semilărgime naturală*.

Există și alte cauze care determină lărgiri suplimentare ale liniei spectrale. De exemplu, să considerăm că într-un balon de sticlă se află un gaz format din atomi emițători de lumină. În acest caz, fiecare proces individual de emisie este perturbat de ciocnirile dintre atomi sau cu pereții vasului.

Dintre toate cauzele, cea mai mare lărgire o produce efectul Doppler. Astfel, dacă considerăm cazul unui gaz, atunci față de punctul de observație în care se află montată aparatura experimentală, atomii în procesul de emisie nu se află în repaus, ci în mișcare, datorită agitației termice. Din această cauză, apare o deviere înspre roșu sau înspre albastru a frecvenței.

Lărgirea liniei spectrale prin efect Doppler este cu atît mai puternică cu cît temperatura la care se află gazul este

mai ridicată, datorită intensificării mişcării de agitaţie termică. Astfel, de exemplu, în cazul experienţei lui Wood, în situaţia în care temperatura balonului de sticlă este ridicată, liniile spectrale D_1 şi D_2 emise de vaporii de sodiu din balon, linii care sînt situate foarte aproape una de alta, se lărgesc atît de mult încît se transformă într-una singură, ele nemaiputînd fi separate.

Fenomenele care produc lărgirea liniei spectrale în procesul de emisie au exact acelaşi efect şi în procesul invers de absorbţie. Din această cauză o „colecţie" de atomi nu absoarbe numai radiaţiile a căror frecvenţă este riguros egală cu cea corespunzătoare tranziţiei între nivelele sale, ci şi radiaţiile cu frecvenţe puţin diferite. Din această cauză, dacă se trasează variaţia coeficientului de absorbţie în funcţie de frecvenţă, se obţine o curbă identică cu profilul liniei spectrale emise de aceeaşi „colecţie" de atomi.

Fluorescenţa de rezonanţă constă deci în emisia unei radiaţii caracterizată printr-o anumită valoare a semilărgimii liniei spectrale, radiaţie care este absorbită de un sistem format din aceiaşi atomi şi care prezintă o curbă de absorbţie cu aceeaşi semilărgime, după care urmează emisia radiaţiei de rezonanţă de către absorbant.

Oare această absorbţie de rezonanţă poate să apară numai în regiunea optică a spectrului undelor electromagnetice? În 1929 *Kuhn* a emis ipoteza că ar putea să apară o absorbţie de rezonanţă şi în cazul radiaţiilor γ, printr-un mecanism analog.

Într-adevăr, faptul că radiaţiile γ sînt emise de nuclee şi nu de atomi (mai precis de învelişurile electronice) nu poate să constituie un motiv pentru ca absorbţia rezonantă să nu apară. Pentru aceasta ar trebui să se utilizeze un preparat radioactiv, în locul unei surse de lumină, şi un absorbant compus din aceleaşi nuclee cu cele din sursă. În acest caz, radiaţiile γ ar trebui să fie capabile să iniţieze procesul de absorbţie nucleară de rezonanţă, în acelaşi mod ca procesul de absorbţie atomică de rezonanţă.

Toate încercările efectuate în următorii 20 de ani, de a pune în evidenţă absorbţia nucleară de rezonanţă, au fost infructuoase. De-abia în anul 1951, *Moon* a reuşit să pună în evidenţă acest fenomen.

Care au fost cauzele pentru care descoperirea absorbției nucleare de rezonanță a fost atît timp întîrziată? Răspunsul la această întrebare îl obținem dacă studiem mai atent procesul de emisie și, respectiv, de absorbție al unui atom sau nucleu, în special în lumina legilor conservării energiei și a impulsului.

Cel de-al doilea postulat al lui Bohr, aplicat unui atom sau unui nucleu, arată că fotonul emis are energia E_0 egală cu diferența dintre energiile celor două nivele între care apare tranziția. În consecință, frecvența lui, ν_0, este dată de relația $E_0 = h\nu_0$. Acest postulat satisface legea conservării energiei. Într-adevăr, variația de energie a atomului sau a nucleului este echilibrată de „nașterea" sau „moartea" fotonului care în primul caz „absoarbe", iar în al doilea caz cedează o cantitate egală de energie.

Oare și legea conservării impulsului este satisfăcută în procesele de emisie și de absorbție? Pentru a răspunde la această întrebare, să considerăm, din motive de simplitate, un atom sau un nucleu care, inițial, se află în repaus și care, la un moment dat, emite un foton.

Înainte de emisie, impulsul atomului sau al nucleului este nul, iar cel al fotonului este de asemenea nul, deoarece fotonul nu există. Rezultă că după emisie suma dintre impulsul fotonului și cel al atomului sau al nucleului trebuie să fie nulă. Aceasta este posibil numai dacă, după emisie, atomul sau nucleul are un impuls egal și de sens contrar cu cel al fotonului. Atomul sau nucleul, datorită emisiunii unui foton, capătă un recul.

Cunoscînd masa atomului sau a nucleului, putem să determinăm energia pe care acesta o primește datorită reculului. Astfel, această energie pe care o numim *energie de recul* are valoarea $\Delta E = p^2/2M$ în care p este impulsul fotonului, iar M masa atomului sau nucleului.

Această energie de recul pe care o preia atomul sau nucleul, determină ca energia pe care o preia fotonul să nu fie E_0, ci $E_0 - \Delta E$. În consecință, fotonul emis nu are frecvența ν_0, ci o frecvență mai mică cu cantitatea corespunzătoare energiei de recul, pe care este silit, de legea conservării impulsului, să o cedeze atomului sau nucleului care i-a

dat naștere. Linia spectrală emisă de o „colecție" de atomi sau de nuclee nu mai este centrată în dreptul valorii ν_0 ci este deplasată înspre frecvențele mai scăzute, cu mărimea $\Delta E/h$.

Să considerăm și fenomenul de absorbție. Postulatul lui Bohr cere ca energia fotonului să fie egală cu valoarea corespunzătoare diferenței de energie E_0 dintre nivele. Presupunem, de asemenea, pentru simplitate, că inițial atomul sau nucleul absorbant se află în repaus. Înainte de absorbție, fotonul are un impuls, iar atomul sau nucleul un impuls nul. După absorbție, fotonul „dispare" și, în consecință, atomul sau nucleul suferă un recul, preluînd integral impulsul fotonului. Impulsul preluat implică și achiziționarea de către atom sau nucleu a unei energii de recul.

Pentru a fi absorbit, un foton trebuie să furnizeze atomului sau nucleului nu numai energia E_0, necesară pentru a se urca pe nivelul superior, dar și energia de recul. Din această cauză curba absorbției aceleiași „colecții" de atomi nu mai este axată în dreptul frecvenței ν_0, ci este deplasată înspre frecvențele mai ridicate, cu un interval egal cu cel din cazul emisiei.

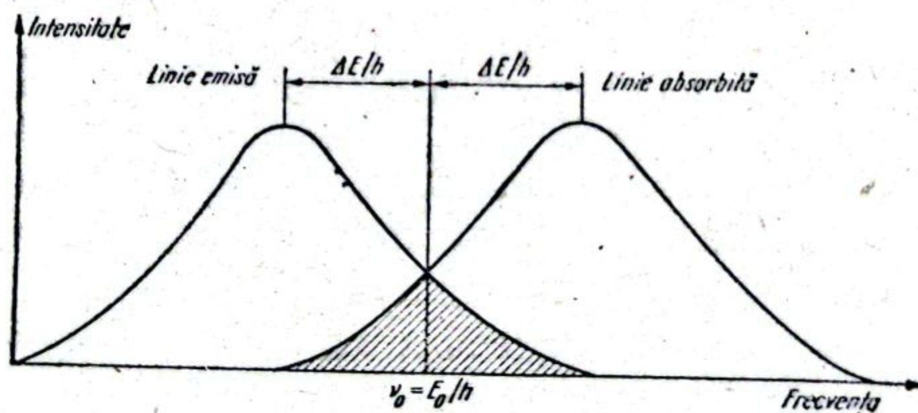


Fig. 96. Spectrele liniilor de emisie și de absorbție în cazul în care se ia în considerare energia de recul.

Energia de recul pe care o preia atomul sau nucleul în procesele de emisie și absorbție, face ca curbele de emisie și de absorbție să nu se mai suprapună în dreptul frecvenței ν_0, ci să fie decalate între ele cu frecvența $2\Delta E/h$ (vezi fig. 96).

Separarea celor două curbe produce o micşorare a absorbţiei de rezonanţă, deoarece numai regiunea haşurată, care este comună celor două curbe, contribuie la acest fenomen. Cu cît cele două curbe sînt mai îndepărtate, cu atît absorbţia de rezonanţă este mai slabă. Aceasta apare foarte clar dacă considerăm situaţia extremă în care cele două curbe de emisie şi de absorbţie se suprapun pe o porţiune neglijabilă. În acest caz, radiaţia incidentă nu conţine nici o componentă susceptibilă de a induce vreo absorbţie în absorbant. Absorbţia este deci nulă. În cealaltă situaţie extremă, în care cele două curbe se suprapun, toate componentele din radiaţia incidentă sînt integral absorbite, deoarece ele au atît frecvenţa cît şi intensitatea de valori convenabile. În această situaţie, absorbţia este maximă.

Aria porţiunii haşurate depinde atît de deplasarea reciprocă a celor două curbe, cît şi de semilărgimile lor.

Astfel, se observă uşor că dacă deplasarea reciprocă este foarte mică în comparaţie cu semilărgimea curbelor, atunci absorbţia de rezonanţă scade într-o măsură neglijabilă. O asemenea situaţie se întîlneşte în regiunea optică a spectrului. Astfel, de exemplu, pentru cazul unui atom cu greutatea atomică egală cu 100 unităţi atomice, energia de recul este de $2{,}7 \cdot 10^{-11}$ eV, în timp ce semilărgimii curbei de emisie sau de absorbţie îi corespund energii de 10^{-2}... 10^{2} eV. Cele două curbe, practic, se suprapun. Pierderea de energie prin recul nu are nici un efect, în regiunea optică a spectrului.

Situaţia se modifică radical în regiunea din spectru ocupată de radiaţiile γ. Astfel, dacă considerăm că nucleul atomului din exemplul precedent emite un foton γ cu energia de 0,5 MeV, atunci energia de recul este de 1,25 eV. De data aceasta, energia de recul are valori mari, din care cauză absorbţia de rezonanţă este atît de slabă, încît ea scapă observaţiei experimentale.

Figura 96 ne arată metodele pe care trebuie să le utilizăm pentru a realiza absorbţia nucleară de rezonanţă. Se observă uşor că aria porţiunii haşurată se măreşte, ceea

ce indică faptul că absorbția va fi mai intensă dacă se apropie cele două curbe și dacă se mărește semilărgimea lor.

Prima metodă a fost utilizată de către *Moon* în 1954. În acest scop, el a utilizat o sursă în mișcare, care se apropie de absorbant. Fenomenele care au loc în acest caz sînt simple; prin efectul Doppler fotonii primesc o energie suplimentară care determină ca curba de emisie să se apropie de cea de absorbție.

Cea de a doua metodă a fost folosită de către *Malforms*, care a ridicat temperatura atît a sursei cît și a absorbantului, ceea ce a determinat o lărgire prin efect Doppler, mai accentuată a celor două curbe.

Mössbauer a mers pe o cale diferită. Ideea lui Mössbauer consta în a micșora cît mai mult energia de recul pe care o preia nucleul. În cazul în care energia de recul este atît de mică, încît poate fi considerată că fiind nulă, cele două curbe se suprapun, realizîndu-se astfel condițiile ideale pentru absorbția nucleară de rezonanță.

Energia de recul este egală cu $\Delta E = p^2/2M$. S-ar părea că nu avem nici o posibilitate de a o micșora, deoarece atît impulsul fotonului $p = h\nu/c$ cît și masa M a nucleului emițător sînt mărimi care nu pot fi modificate după dorința noastră. Și totuși, energia de recul poate fi foarte mult micșorată dacă utilizăm aceeași metodă pe care o folosesc trăgătorii cu pușca. S-a arătat că în acest caz trăgătorul „înșurubează" pușca în umărul său. Fenomenele se petrec ca și cum masa puștii ar fi mai mare cu masa corpului trăgătorului.

Nucleul emițător trebuie deci „legat" cît mai rigid de „ceva" care are o masă cît mai mare. Mössbauer a avut ideea de a „lega" nuclee în rețeaua cristalină a unui cristal, pe care l-a răcit la o temperatură foarte scăzută (4^0K). Dacă nucleul ar fi perfect „rigidizat" în rețeaua cristalină, atunci în formula energiei de recul $\Delta E = p^2/2M$ ar trebui să înlocuim masa sa M cu masa întregului cristal. Deoarece masa cristalului este mult mai mare decît cea a unui nucleu component, scăderea energiei de recul este foarte puternică. În realitate, nucleul nu este perfect „rigidizat" în rețeaua

cristalină, însă posibilitățile sale de deplasare sînt radical îngrădite, din care cauză energia de recul pe care o primește este practic neglijabilă.

Experiențele pe care Mössbauer le-a efectuat în 1956 asupra *iridiului-19*, răcit la 4°*K*, care emite radiații γ cu energia de 129 *keV*, au arătat că, într-adevăr, în acest caz are loc o emisie de absorbție nucleară de rezonanță fără recul.

Este foarte ingenioasă și metoda pe care Mössbauer a utilizat-o pentru a ridica experimental curba de absorbție de rezonanță. Calculele pe care le-a efectuat au arătat că semilărgimea naturală a liniei spectrale are o valoare de ordinul a 10^{-6} *eV*. Pentru a putea ridica profilul unei asemenea linii, Mössbauer trebuia să aibă la dispoziție un detector care ar fi fost capabil să deosebească doi fotoni γ, a căror energie ar diferi cu cel puțin 10^{-6} *eV*. Cei mai sensibili detectori pot să deosebească între ei fotonii a căror energie diferă cu cel puțin 10^{4}*eV*. Din această cauză, Mössbauer a trebuit să renunțe, de la început, la utilizarea detectorilor convenționali.

În calitate de detectori, Mössbauer a folosit chiar nuclee atomice. Considerațiile teoretice, pe care le-am prezentat, arată că cele două curbe se suprapun perfect, ceea ce înseamnă că, în acest caz, apare absorbția nucleară de rezonanță. Pentru a putea determina semilărgimea lumii spectrale, Mössbauer a produs o deplasare relativă a celor două linii. În acest scop, Mössbauer a utilizat, ca și Moon, o sursă de radiații γ care se deplasează față de absorbant. Deplasarea liniei de emisie se datorește efectului Doppler produs de viteza relativă a nucleului emițător față de nucleul absorbant.

Ideea metodei lui Mössbauer este inversă față de cea a lui Moon. În experiența lui Moon, condiția de rezonanță era „distrusă" de energia de recul pe care o prelua nucleul emițător, respectiv absorbant. Pentru a restabili condiția de rezonanță, Moon a utilizat efectul Doppler, deplasînd sursa față de absorbant. În experiența lui Mössbauer, condiția de rezonanță este satisfăcută, deoarece energia de recul este neglijabilă. Mössbauer „distruge" condiția de rezonanță

prin efectul Doppler, deplasînd, de asemenea, sursa față de absorbant.

Deplasarea liniei de emisie față de cea de absorbție depinde de viteza relativă a sursei față de absorbant. Se observă ușor că variația coeficientului de absorbție pe care îl reprezintă absorbantul în funcție de intervalul care separă frecvențele centrale ale celor două linii, adică, în fond, în funcție de viteza pe care o are sursa față de absorbant, este o curbă care are o semilărgime de două ori mai mare decît cea a unei linii spectrale.

Pentru a determina variația coeficientului de absorbție, în funcție de viteza sursei față de absorbant, Mössbauer a utilizat montajul experimental din fig. 97. Pe o platformă rotitoare Q, Mössbauer a montat un criostat M, în care se afla sursa de radiații γ. Platforma a introdus-o în interiorul unui bloc B de plumb, care avea numai un singur canal de ieșire a razelor γ. Din considerente geometrice se observă ușor că prin canal pot să iasă numai radiațiile γ emise de porțiunea înnegrită a cercului. Se poate deci considera

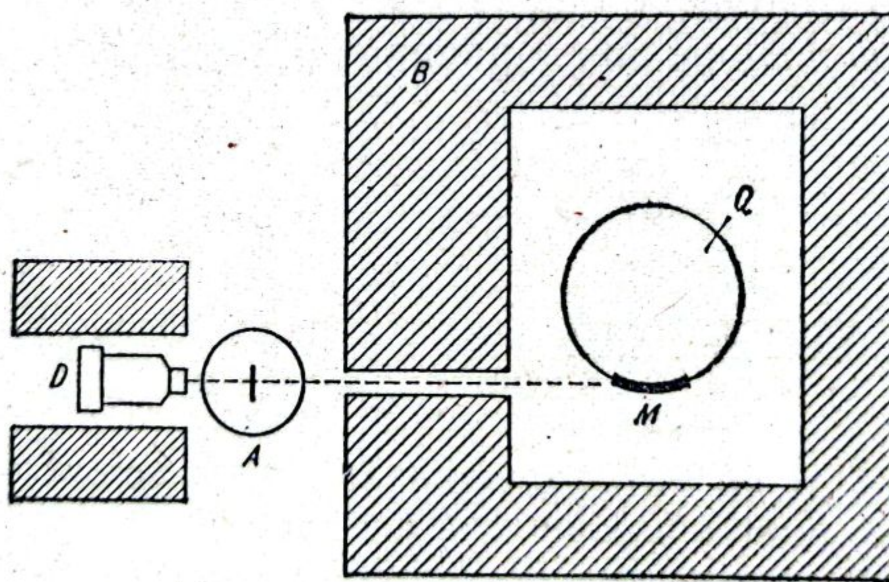


Fig. 97. Schema experienței lui Mössbauer.

că, în acest caz, sursa are o mișcare rectilinie uniformă față de absorbant. În funcție de sensul de rotație, sursa se poate apropia sau îndepărta. Absorbantul este așezat, de asemenea, într-un criostat A avînd însă o poziție fixă. Radiațiile γ

care străbat absorbantul sînt măsurate cu ajutorul unui detector D obișnuit (contor de scintilație).

Curba de variație a absorbției relative, în funcție de viteza v de deplasare a sursei, este reprezentată în fig. 98.

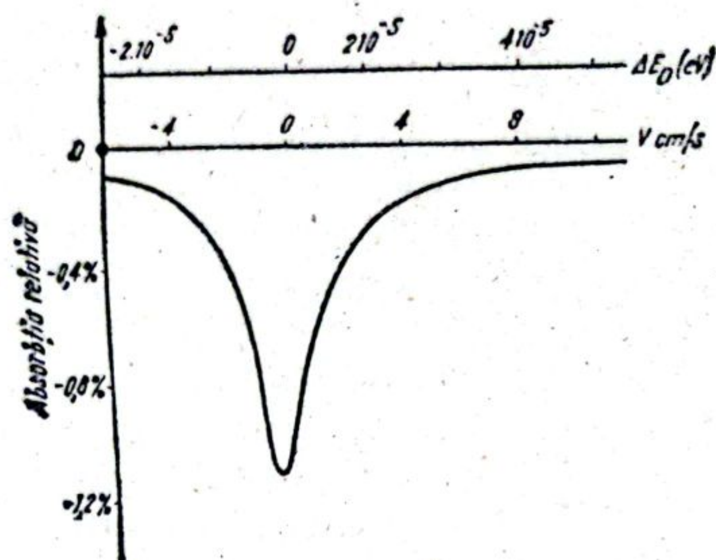


Fig. 98. Variația absorbției relative în funcție de viteza cu care se deplasează sursa față de absorbant.

Pentru ca figura să fie mai completă, s-a mai trasat încă o scară orizontală în care a fost reprezentată energia suplimentară ΔE_D pe care o primește fotonul emis, prin efectul Doppler.

SPINUL FOTONULUI

S-a arătat că într-o imagine intuitivă, spinul reprezintă momentul cinetic asociat mișcării de rotație în jurul unei axe proprii care trece prin centrul de greutate și că pentru caracterizarea acestui moment s-a introdus un număr cuantic, denumit număr cuantic de spin, care a fost notat prin simbolul s. În teoria cuantică veche, bazată pe postulatele lui Bohr, modulul momentului cinetic de spin este egal cu $s\hbar$ adică cu s unități $\hbar = h/2\pi$. S-a mai arătat că spinul electronului (mai corect valoarea numărului cuantic de spin) este egal cu 1/2, iar cel al fotonului cu 1.

În cele ce urmează vom completa informațiile privitoare la spinul fotonului, mai întîi pe baza fizicii clasice și apoi cu ajutorul fizicii cuantice.

În anul 1909, *J.H. Poynting* (1852–1914), pe baza ecuațiilor lui Maxwell, a demonstrat că o undă electromagnetică circular polarizată transportă un moment cinetic, a cărui valoare a și calculat-o. În același timp, Poynting a propus și o metodă de măsură, a cărei esență constă în a determina experimental momentul cinetic pe care îl preia un corp cînd absoarbe o undă circular polarizată. Datorită dificultăților experimentale, de-abia în 1935 *R.A. Beth* a reușit să pună în evidență, experimental, momentul cinetic al unei unde circular polarizate.

Într-o versiune modernă, momentul cinetic poate fi pus în evidență cu ajutorul unui dispozitiv experimental, foarte spectaculos, denumit *motorul cu microunde* (vezi fig. 99). Motorul cu microunde este format dintr-un ghid de undă cilindric, dispus vertical, închis la capătul superior cu ajutorul unui capac de care este prins, prin intermediul unei legături mecanice corespunzătoare, un dipol. Dacă ghidul este alimentat de la un generator de microunde, astfel ca în interiorul său să se propage o undă circular polarizată, atunci se constată că dipolul începe să se rotească.

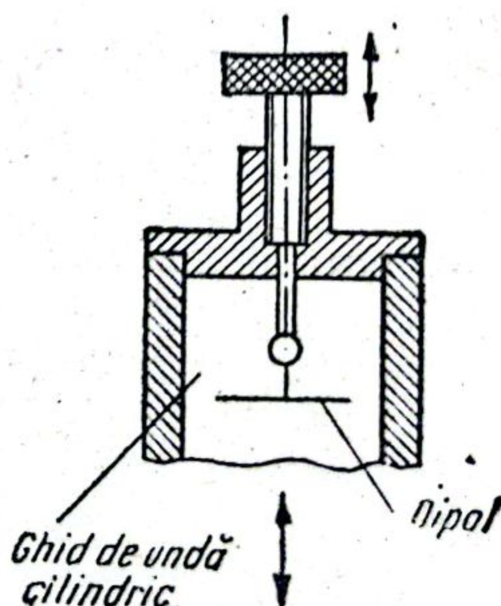


Fig. 99. Motorul cu microunde.

Calculele efectuate de către Poynting au arătat că raportul dintre energia ΔE și momentul cinetic ΔJ al unei unde circular polarizate este egal cu pulsația ω. Din această cauză, pentru a demonstra experimental existența momentului cinetic, s-au utilizat microunde.

Din relația $\Delta E/\Delta J = \omega$ se poate obține foarte ușor valoarea momentului cinetic de spin al unui foton, presupunînd că unda circular polarizată este formată din N fotoni. În acest caz, energia transportată de undă are valoarea $\Delta E = Nh\nu$. Presupunem, cum este și firesc, că în unda circular polarizată, toți fotonii au momentul cinetic de spin J_f orientat de-a lungul direcției de propagare. În consecință momentul cinetic transportat de undă are valoarea $\Delta J = NJ_f$. Înlocuind aceste valori cu relația $\Delta E/\Delta J = \omega$, se obține ca $J_f = h/2\pi = \hbar$, ceea ce înseamnă că spinul fotonului (numărul cuantic de spin) este egal cu unitatea.

Această valoare a spinului concordă cu cea obținută prin aplicarea teoremei conservării momentului cinetic la procesul de emisie a unui foton de către un atom de hidrogen.

La studiul atomului de hidrogen s-a arătat că un moment cinetic poate avea, față de o direcție privilegiată, un număr de orientări egal cu dublul numărului cuantic care îl caracterizează, la care se adună o unitate. Deoarece spinul fotonului are valoarea egală cu unitatea, rezultă că față de direcția privilegiată, cum ar fi direcția sa de propagare, momentul cinetic de spin ar putea avea trei orientări posibile. Față de direcția de propagare, momentul cinetic de spin ar putea fi orientat *paralel, perpendicular* și *antiparalel*.

Această concluzie a fost obținută prin aplicarea rezultatelor obținute în cazul electronului. Fotonul se deosebește însă de electron, prin aceea că nu există nici un sistem de referință față de care el ar fi în repaus. Din această cauză, considerațiile bazate pe teoria relativității exclud posibilitatea ca spinul fotonului să fie orientat perpendicular pe direcția sa de propagare. Datorită masei sale de repaus nule, momentul cinetic de spin al fotonului poate fi orientat numai de-a lungul direcției de propagare și anume în același sens,

respectiv în sens contrar. Fotonii dintr-o undă circular polarizată spre dreapta au momentul cinetic de spin orientat în același sens cu direcția de propagare, iar cel dintr-o undă circular polarizată spre stînga în sens invers.

ALTE DOVEZI ÎN FAVOAREA NATURII CORPUSCULARE A LUMINII

Proprietățile corpusculare ale radiației electromagnetice au apărut într-un mod pregnant în cazul razelor X și γ, într-o măsură atenuată în cazul luminii vizibile și practic deloc în cazul undelor hertziene. Se poate oare deduce de aici că undele de frecvențe mai joase sînt mai puțin „corpusculare", decît cele de frecvență mai ridicată? Răspunsul este negativ, radiațiile electromagnetice, indiferent de frecvența lor, avînd aceleași proprietăți corpusculare.

Punerea în evidență a acestor proprietăți este mai dificilă în domeniul frecvențelor joase, datorită aparatelor de detecție pe care le avem la dispoziție, aparate care funcționează numai după ce au recepționat o anumită cantitate minimă de energie. Pe măsură ce frecvența radiațiilor electromagnetice este mai scăzută, în aceeași măsură energia unui foton devine din ce în ce mai mică, ceea ce face necesar ca în detector să pătrundă un număr mai mare de fotoni pentru a fi puși în evidență.

De exemplu, în cazul frecvenței de 1 MHz, cel mai sensibil detector trebuie să recepționeze o energie cel puțin 10^{-18} W, pentru a putea pune în evidență o radiație electromagnetică. Energia unui foton cu o asemenea frecvență este de $4 \cdot 10^{-8} eV$ sau $6{,}62 \cdot 10^{-28}$ *jouli*. Rezultă că în detector trebuie să pătrundă cel puțin 10^{10} fotoni într-o secundă. Prezența simultană a unui așa de mare număr de fotoni face foarte dificilă orice încercare de a pune în evidență comportarea individuală a unui foton component.

Scanned with CamScanner

Situația se modifică radical în domeniul frecvențelor foarte mari, cînd, de exemplu, un singur foton γ din radiația cosmică are o energie de 10^{14} eV. Un asemenea foton are o energie egală cu cea a $2{,}5 \cdot 10^{21}$ fotoni cu frecvența de 1 MHz. Aceste date arată foarte clar de ce proprietățile corpusculare ale radiației electromagnetice sînt relativ ușor de pus în evidență în domeniul frecvențelor ridicate și foarte greu în domeniul frecvențelor scăzute.

Proprietățile corpusculare ale luminii vizibile au fost demonstrate cu ajutorul radiației corpului negru și al efectului fotoelectric. Totuși, în cele ce urmează vom mai prezenta o experiență foarte ingenioasă, realizată de către *S.I. Vavilov*, care pune în evidență faptul că și radiațiile vizibile se propagă sub forma de fotoni.

Ideea experienței lui Vavilov constă în a utiliza proprietatea ochiului omenesc de a prezenta un prag bine pronunțat al senzației vizuale. Această proprietate arată că ochiul omenesc sesizează lumina care pătrunde în interiorul său, numai dacă energia care ajunge pe retină depășește o anumită valoare de prag. Evident, în cazul contrar, cînd energia care ajunge pe retină este sub valoarea de prag, ochiul nu mai este capabil să sesizeze prezența luminii. Experiențele lui Vavilov au arătat că acest prag corespunde la aproximativ 200 de fotoni, pragul putînd să varieze destul de mult la diferiți observatori. Menționăm că și actualmente, ochiul omenesc este unul dintre cei mai sensibili detectori de lumină, în domeniul radiațiilor vizibile, cu toate progresele tehnicii experimentale.

Cu ajutorul unui dispozitiv experimental, în amănuntele căruia nu vom intra, se creează impulsuri luminoase de intensitate variabilă care durează 0,1 s, separate prin pauze de 0,9 s, impulsuri care sînt sesizate de către un observator. Dacă intensitatea acestor impulsuri este suficient de mare, astfel încît energia care ajunge pe retină este mai mare decît valoarea de prag, atunci observatorul sesizează toate impulsurile, pe care astfel poate să le numere. Evident, în cazul contrar, observatorul nu sesizează nici un impuls.

O situație foarte interesantă apare în cazul în care intensitatea impulsurilor luminoase are o asemenea mărime încît energia care ajunge pe retină are valori situate în jurul celei de prag. În acest caz, se constată experimental că observatorul nu sesizează toate impulsurile luminoase, parte din ele pierzîndu-se. Desigur, se poate întîmpla ca, datorită variațiilor condițiilor experimentale, care sînt întotdeauna prezente, măsurile de precauție avînd efectul doar de a le micșora, intensitatea unor impulsuri luminoase să fie sub valoarea de prag.

Calculele statistice, pe baza determinării variațiilor condițiilor experimentale, arată însă că numărul acestor impulsuri este mult mai mic decît numărul impulsurilor „pierdute" de observator. Singura explicație posibilă este că lumina se propagă sub forma de fotoni.

Într-adevăr, este suficient ca unui impuls să nu-i corespundă de exemplu 200 de fotoni care ajung pe retină, ci 199. În acest caz, energia care ajunge pe retină scade cu $1/200 = 0,005$, adică cu 0,5%. În realitate, fluctuațiile numărului de fotoni sînt de ordinul a $\sqrt{200}$, adică reprezintă aproximativ 14 fotoni. Datorită fluctuațiilor naturale, determinate de faptul că energia este transportată în „porții", energia unui impuls variază cu aproximativ 7%.

Se pot lua relativ ușor măsuri adecvate ca energia unui impuls să nu varieze datorită modificării condițiilor experimentale, de exemplu cu mai mult de 0,1%. În acest caz, numărul impulsurilor a căror energie scade sub valoarea de prag, datorită variațiilor condițiilor experimentale este neglijabil.

Și în aceste condiții se constată experimental că observatorul „pierde" în continuare impulsuri luminoase. Singura explicație posibilă este că lumina se propagă sub formă de „grăunțe" de energie. Calcule statistice, pe care nu le vom prezenta, demonstrează, cu puterea de convingere a relațiilor matematice, această concluzie.

În încheiere menționăm că cu ajutorul fenomenelor de rezonanță paramagnetică electronică și rezonanță magnetică nucleară, se poate arăta că și undele hertziene, chiar și cele de frecvență foarte joasă, au proprietăți corpusculare[1].

O ÎNCERCARE DE A CONSTRUI O TEORIE PUR CORPUSCULARĂ A RADIAȚIEI ELECTROMAGNETICE

După ce am prezentat noi argumente în favoarea corpuscularității radiației electromagnetice, vom încerca să construim, așa cum ne-am propus, o teorie pur corpusculară. Această nouă teorie se deosebește de vechea teorie corpusculară prin aceea că masa de repaus a corpusculilor luminoși o considerăm egală cu zero. Desigur, faptul că la scară macroscopică nu întîlnim „obiecte" care să aibă masă de repaus nulă, nu poate să constituie un argument cît de cît întemeiat, că o asemenea încercare se va solda cu un eșec.

Pentru a evita confuziile, nu vom utiliza pentru corpusculi luminoși denumirea de foton. Într-adevăr, în concepțiile noastre actuale, noțiunea de foton reprezintă mai mult decît un simplu corpuscul luminos, fotonul fiind înzestrat și cu anumite proprietăți ondulatorii. Noi încercăm să construim o teorie în care corpusculii luminoși nu au proprietăți ondulatorii. Ei sînt ca niște bile care au proprietatea curioasă de a nu avea masa de repaus, în rest au toate celelalte proprietăți pe care le posedă o bilă — masă în mișcare, energie, impuls, moment cinetic. Și noțiunea de particulă elementară este „înzestrată" cu anumite proprietăți ondulatorii, care sînt puse în evidență cu ajutorul mecanicii cuantice. Din această cauză nu vom utiliza nici termenul de particulă ele-

[1] Fizicianul român Th. V. Ionescu (n. 1899) a aplicat pentru prima oară teoria fotonilor la studiul undelor hertziene.

mentară. Vom folosi pur și simplu denumirea de corpuscul luminos, în sensul pe care l-am prezentat.

Remarcăm de la început că o serie de fenomene capătă în această concepție pur corpusculară explicații foarte simple. Astfel, propagarea luminii în linie dreaptă are o explicație evidentă. Faptul că un fascicul de lumină transportă energie, impuls și în unele cazuri moment cinetic apare de asemenea în mod clar.

Reflexia luminii se explică prin „ricoșeurile" pe care le suferă corpusculii luminoși cînd se ciocnesc de suprafața reflectătoare, fiind deviați sub un unghi egal cu cel de incidență.

Tot prin aceste ciocniri se explică, de asemenea, într-un mod extrem de simplu, presiunea luminii. Corpusculii care cad normal, de exemplu pe o suprafață perfect absorbantă, îi cedează acesteia integral impulsurile lor, ceea ce face ca ei să exercite o presiune asupra acestei suprafețe. Dacă suprafața este perfect reflectătoare atunci în urma ciocnirii cu un foton, suprafața primește un impuls dublu. Aceasta este o consecință a legii conservării impulsului care cere ca după ciocnire suma impulsurilor suprafeței reflectătoare și a corpusculului luminos să fie egală cu impulsul inițial al corpusculului luminos. Se obține astfel că un fascicul luminos care cade normal pe o suprafață perfect reflectătoare, exercită o presiune de două ori mai mare decît cea din cazul unei suprafețe perfect absorbante.

Nu vom continua cu examinarea tuturor fenomenelor luminoase, ci ne vom limita în cele ce urmează numai la cele mai interesante și anume la refracția și difracția luminii.

REFRACȚIA LUMINII

Refracția luminii este un fenomen interesant deoarece, așa după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă electromagnetică?*, ipoteza ondulatorie și cea corpusculară conduc

la aceeași expresie matematică, cunoscută sub numele de *relația lui Snell*, însă la concluzii contrare în ceea ce privește viteza de propagare prin mediile transparente. Astfel, vechea teorie corpusculară ajungea la concluzia că într-un mediu transparent lumina se propagă cu o viteză mai mare decît în vid, în timp ce teoria ondulatorie conducea la un rezultat invers. Experiența lui Fizeau și Foucault a arătat că viteza luminii în apă este mai mică decît în vid, ceea ce se părea că constituie o dovadă zdrobitoare că teoria corpusculară veche nu corespunde realității fizice.

Să reluăm această problemă și să considerăm un fascicul luminos care traversează suprafața de separație dintre vid și un mediu transparent cu indicele de refracție n. Legea lui Snell bine verificată experimental, arată că

$$\frac{\sin\theta}{\sin\theta'} = n$$

în care θ este unghiul de incidență, iar θ' unghiul de refracție (vezi fig. 100).

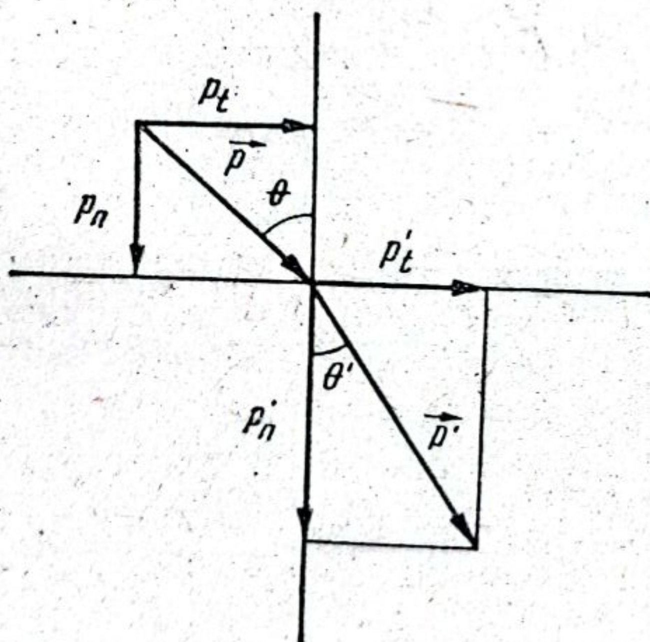


Fig. 100. Refracția luminii.

Traiectoria corpusculilor luminoși urmează raza incidentă, respectiv refractată. În consecință, în momentul traversării suprafeței de separație impulsul corpusculilor luminoși se

modifică. Din cauza simetriei, componentele tangențiale ale impulsurilor rămîn nemodificate.

Dacă se notează cu $\vec{p}$ și $\vec{p}'$ impulsul corpusculilor în timpul deplasării în vid, respectiv prin mediul transparent, iar cu p_t și p_t' componentele lor tangențiale, atunci rezultă că $p_t = p_t'$. Dar $p_t = p \cdot \sin\theta$ iar $p_t' = p' \cdot \sin\theta'$, de unde se obține

$$\frac{\sin\,\theta}{\sin\,\theta'} = \frac{p'}{p}.$$

Raportul dintre sinusul unghiului de incidență și sinusul unghiului de refracție este egal cu raportul dintre impulsul din mediul transparent și impulsul din vid.

În continuare, am fi, poate, tentați să o considerăm relațiile $p = m \cdot v$ și $p' = m \cdot v'$ în care m reprezintă masa corpusculilor, iar v și v' vitezele lor de deplasare în cele două medii. Aceste relații nu pot fi utilizate deoarece corpusculii luminoși, în imaginea pe care ne-am format-o, au masa de repaus nulă. Dealtfel, dacă am utiliza aceste relații, am ajunge la concluzia inadmisibilă că viteza de propagare a luminii prin mediul transparent este mai mare decît cea din vid, ceea ce înseamnă o reîntoarcere efectivă la vechea teorie corpusculară.

În teoria pe care încercăm să o construim, impulsul corpusculilor are valoarea $p = h\nu/c$. Această relație este valabilă pentru cazul corpusculilor care se deplasează în vid. Pentru corpusculii care se deplasează prin mediul transparent putem să scriem o relație analoagă $p' = h\nu/c'$, în care c' este viteza de propagare a luminii prin acest mediu. În ambele relații s-a utilizat, cum era și firesc, aceeași valoare a frecvenței.

Trebuie făcută o precizare. Faptul că viteza de deplasare a corpusculilor prin mediul transparent este c' nu intră în contradicție cu ipoteza inițială conform căreia întotdeauna corpusculii au viteza egală cu c. Într-adevăr, putem să presupunem că în procesul de propagare printr-un mediu transparent, corpusculii sînt absorbiți și apoi emiși de către atomii componenți, iar în vidul dintre atomi, corpusculii se deplasează cu viteza c. Deoarece procesele de absorbție și de emisie

necesită un anumit timp, viteza efectivă de propagare a corpusculilor prin mediul transparent este mai mică decît cea a luminii, cu toate că ei, în fond, se propagă cu viteza luminii.

Această presupunere este echivalentă cu modul cum se prezintă fenomenele în teoria ondulatorie. Într-adevăr, după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă electromagnetică?*, *principiul lui Huygens-Fresnel* afirmă că sub acțiunea undei incidente, orice punct din mediul transparent devine un emițător de unde secundare. Unda incidentă este absorbită în punctul considerat, după care are loc radierea undelor secundare.

Se observă că în expresiile impulsurilor, vitezele c și c' apar la numitor și nu la numărător ca în relațiile $p = mv$ și $p' = m \cdot v'$. În consecință, dacă se înlocuiesc expresiile impulsurilor se obține că

$$\frac{\sin\,\theta}{\sin\,\theta'} = \frac{c}{c'} = n$$

de unde se deduce că viteza c' a luminii în mediul transparent este mai mică decît viteza c a luminii în vid. Se obține astfel un rezultat concordant atît cu faptele experimentale cît și cu teoria ondulatorie. Rezultă că, spre deosebire de vechile păreri, refracția luminii nu constituie un argument în favoarea teoriei ondulatorii, așa cum se credea, deoarece ea poate fi explicată corect și cu ajutorul unei teorii corpusculare.

DIFRACȚIA LUMINII

Succesul teoriei pur corpusculare pe care încercăm să o construim depinde de posibilitatea pe care o are de a explica proprietățile ondulatorii ale radiației electromagnetice. În acest scop, vom începe cu difracția luminii și anume cu experiența lui Young.

Schema experienței este reprezentată în fig. 101. Lumina provenită de la un izvor traversează un prim ecran, care are în acest scop prevăzută o fantă. În continuare, lumina întîlnește un al doilea ecran, care are două fante foarte înguste, paralele și așezate la o distanță foarte mică între ele. După ce

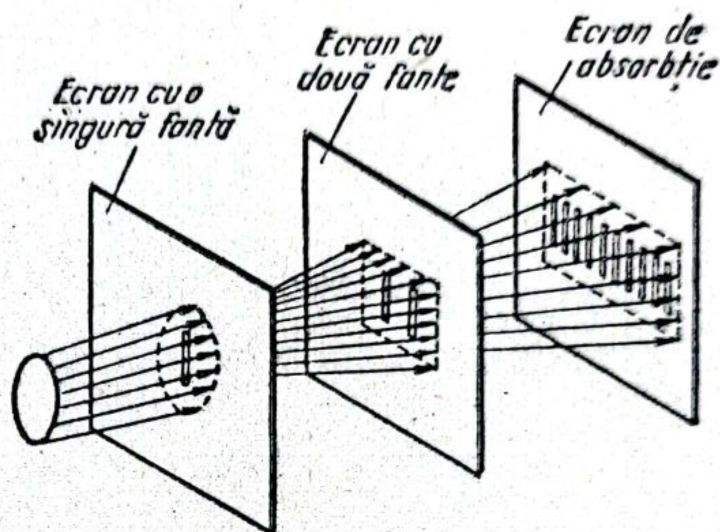


Fig. 101. Schema experienței lui Young.

a străbătut și acest ecran, lumina ajunge pe un ecran de observație pe care se formează franjele de interferență, constituite dintr-o succesiune de benzi luminoase, alternate cu altele întunecoase. În fig. 102 a fost reprezentată distribuția intensității luminii în punctele ecranului de observație.

Explicația formării franjelor de interferență cu ajutorul teoriei ondulatorii este simplă. Cele două fante, din cel de-al doilea ecran, se comportă ca două surse coerente de lumină, deoarece undele secundare, pe care le emit sînt determinate de aceeași undă incidentă. Undele radiate de cele două fante se propagă pînă la ecranul de observație. În punctele ecranului pentru care diferența distanțelor pînă la cele două fante este un număr par de semilungimi de undă, cele două unde sosesc în fază, ceea ce înseamnă că ele interferă constructiv. Unda rezultantă are intensitatea maximă, explicîndu-se astfel formarea benzilor luminoase. Din contră, în punctele ecranului pentru care această diferență este egală cu un

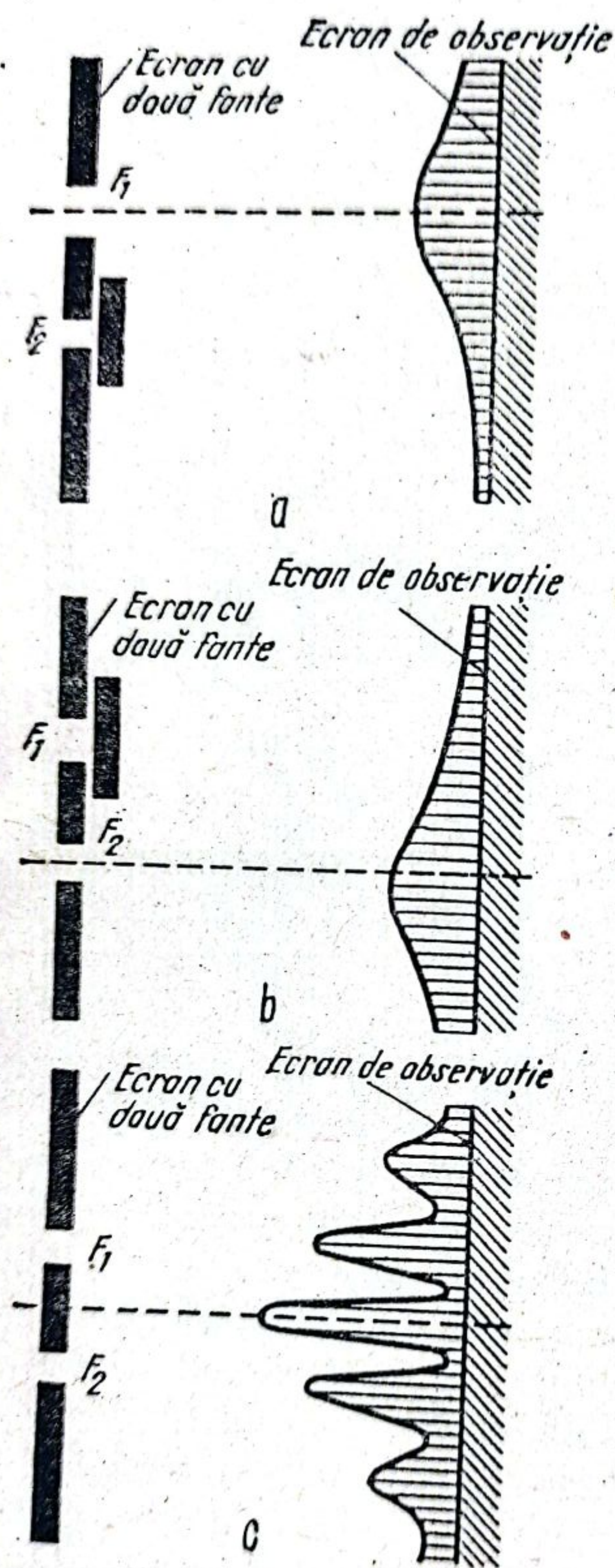


Fig. 102. Variaţia intensităţii undei în punctele ecranului, cînd este deschisă numai una din fante: [(*a*) şi (*b*)], respectiv, cînd sînt deschise ambele fante (*c*).

număr impar de semilungimi de undă, undele sosesc în antifază, ceea ce înseamnă că ele interferă distructiv. În aceste puncte, intensitatea undei rezultante este practic nulă. Se explică astfel formarea benzilor întunecoase.

Să încercăm să explicăm această experienţă şi de pe poziţiile noii teorii pur corpusculare. Pentru ca esenţa raţionamentelor să fie mai clară, să presupunem că facem această experienţă, bineînţeles modificîndu-i în mod corespunzător geometria, cu mici bile de oţel, ca cele utilizate în construcţia rulmenţilor. În acest scop, înlocuim sursa luminoasă cu un tun care aruncă bilele, iar pe ecranul de observaţie dispunem un dispozitiv de măsură a numărului de bile care cad într-o regiune foarte mică (vezi fig. 103).

Rezultatele acestei experienţe sînt uşor de închipuit. Distribuţia numărului de bile care ajung pe ecranul de observaţie este o curbă cu un maxim relativ puţin pronunţat în dreptul regiunii dintre cele două fante şi care scade monoton înspre porţiunile extreme.

Se observă că această curbă are cu totul altă alură decît cea din cazul experienței lui Young. Pentru a înțelege mai clar cauzele acestei neconcordanțe, să urmărim mai atent fenomenele care au loc în cazul experienței cu bile.

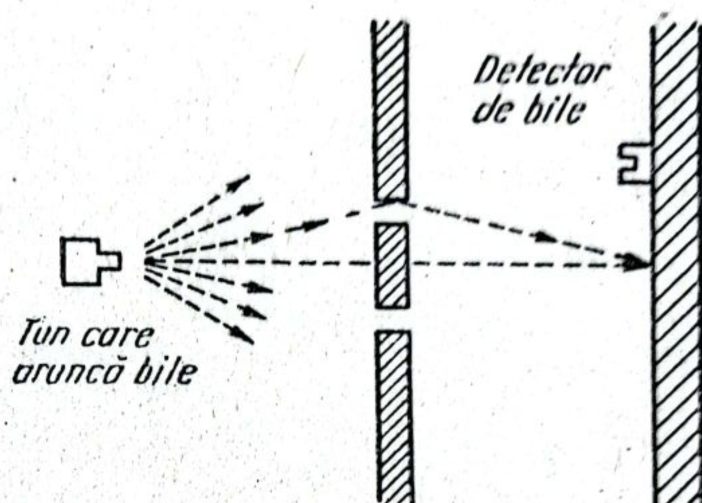


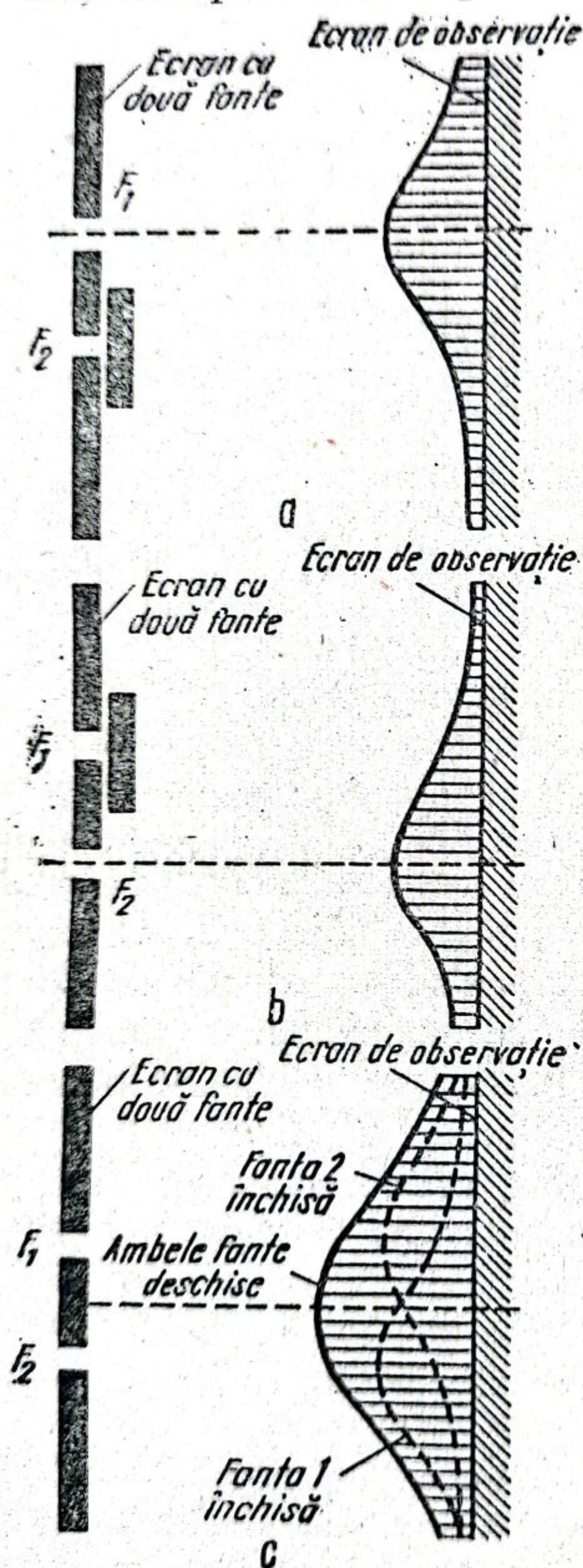
Fig. 103. Experiență de interferență cu bile

În acest scop să acoperim fanta inferioară. În cazul acesta, bilele pot ajunge pe ecranul de observație numai prin fanta superioară. Făcînd raportul dintre numărul bilelor care au ajuns într-o mică regiune din jurul unui punct și numărul total al bilelor care au ajuns pe ecran, se obține probabilitatea ca o bilă să ajungă în punctul considerat. Dacă se face această operație pentru un număr suficient de mare de puncte, se obține curba din fig. 104 *(a)*, care, după cum era de așteptat, prezintă un maxim în dreptul fantei superioare.

Efectuînd aceleași operații și pentru cazul în care închidem fanta inferioară se obține curba din fig. 104 (*b*) care, de asemenea, după cum era de așteptat, este identică cu curba din fig. 104 (*a*), însă este deplasată în jos, astfel încît maximumul ei să se situeze în dreptul fantei deschise.

În sfîrșit, repetăm aceleași operații și pentru cazul în care ambele fante sînt deschise. În acest caz, se obține curba din fig. 104 (*c*) care, după cum se poate foarte ușor verifica,

rezultă prin adunarea curbelor din fig. 104(*a*) şi 104(*b*). Aceasta era, de asemenea, de aşteptat, deoarece o bilă poate trece *sau* prin fanta superioară, *sau* prin cea inferioară, iar calculul probabilităţilor ne arată că probabilitatea rezultantă a două evenimente *sau* se obţine prin adunarea probabilităţilor fiecărui eveniment.



Explicaţia diferenţei dintre curbele obţinute cu ajutorul teoriei ondulatorii şi respectiv corpusculare apare acum clar. În cazul teoriei ondulatorii, unda care ajunge pe ecranul de observaţie trece simultan prin ambele fante, în timp ce în cazul teoriei corpusculare, un corpuscul trece sau printr-o fantă sau prin cealaltă. În plus, interferenţa distructivă oferă un „mecanism" de anulare reciprocă a două unde, în timp ce teoria corpusculară, cel puţin în cazul experienţei prezentate, nu ne poate oferi o posibilitate analoagă.

Fig. 104. Variaţia probabilităţii ca o bilă să ajungă într-un punct de pe ecranul de observaţie în cazul în care este deschisă numai o fantă (*a*) şi (*b*); respectiv, cînd sînt deschise ambele fante (*c*).

Din analiza experienței cu bile rezultă că singura posibilitate de a putea explica fenomenele de interferență constă în a presupune că între corpusculii luminoși există o interacțiune al cărei mecanism urmează să-l elucidăm, interacțiunea care ar produce efecte asemănătoare cu interferența constructivă, respectiv distructivă.

Înainte de a ne apuca să construim diferite mecanisme de interacțiune între corpusculi luminoși trebuie evident să ne dăm seama, printr-o experiență, dacă o asemenea interacțiune există efectiv în realitate. O asemenea experiență a fost efectuată de *Geoffrey Taylor* în 1909.

Ideea experienței lui Taylor este următoarea: dacă o asemenea interacțiune există, atunci ar trebui ca figura de difracție obținută în cazul utilizării unui flux format dintr-un număr mare de corpusculi să fie diferită de cea obținută în cazul în care fasciculul este atît de puțin intens, încît în dispozitivul experimental este prezent aproximativ numai un singur corpuscul. Evident, în ultimul caz, timpul de expunere a plăcii fotografice trebuie să fie mărit în mod corespunzător.

Schema experienței lui Taylor este reprezentată în fig. 105. Într-o cutie opacă, Taylor a introdus o sursă de lumină,

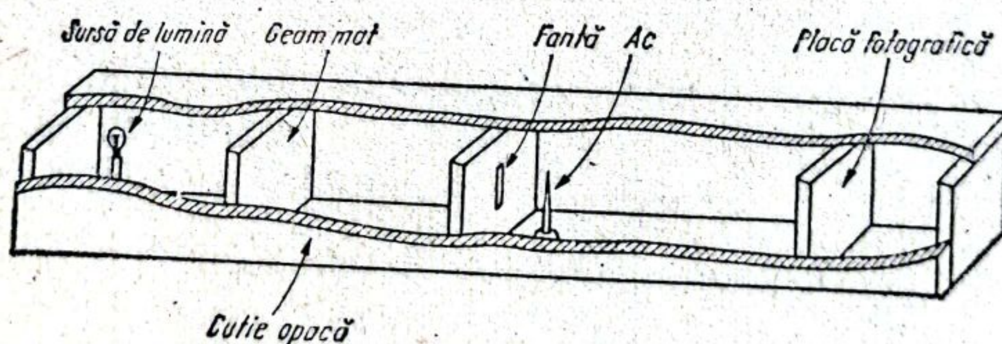


Fig. 105. Schema experienței lui Taylor.

un geam mat, un ecran cu o fantă, un ac montat pe un piedestal și o placă fotografică. Geometria dispozitivului a fost astfel aleasă, încît dacă sursa de lumină emite un fascicul intens, iar geamul mat este scos, să se formeze o figură clară de difracție, evident produsă de către ac.

În continuare, Taylor a micșorat intensitatea fasciculului luminos emis de sursă și a introdus geamul mat, astfel încît în cutie să se afle la un moment dat numai un singur corpuscul. Pentru a obține, în acest din urmă caz, o figură de difracție, este necesar ca timpul de expunere al plăcii să fie foarte lung. Astfel, una din experiențele sale a durat mai mult de două luni.

După developare, Taylor a constatat că figura de difracție care se obține este practic identică cu cea corespunzătoare cazului în care sînt prezenți simultan un număr foarte mare de corpusculi.

Evident, din experiența lui Taylor nu putem să tragem concluzia generală că între corpusculi nu există nici o interacțiune, ci numai că această interacțiune, care eventual ar putea să existe, nu poate să explice fenomenele de interferență și de difracție. Experiența lui Taylor demonstrează astfel, în mod clar, că *teoria pur corpusculară pe care am încercat să o construim, nu poate să explice fenomenele de interferență și de difracție*.

O teorie este corespunzătoare realității dacă ea este capabilă să explice totalitatea fenomenelor cunoscute la un moment dat și eventual să prevadă noi fenomene. O asemenea condiție nu este însă îndeplinită de această nouă teorie corpusculară, deoarece o categorie foarte largă de fenomene nu poate fi explicată.

În concluzie, noua teorie pur corpusculară pe care am încercat s-o construim, nu poate fi considerată că corespunde realității fizice. Încercarea noastră s-a soldat cu un eșec.

ÎN LOC DE ÎNCHEIERE

Încercarea infructuoasă pe care am făcut-o în ultimul capitol de a construi o teorie pur corpusculară a luminii, teorie care să nu vină în contradicție cu principiile relativității, ne obligă la cîteva reflexii în ceea ce privește drumul pe care l-am urmat.

Dacă privim retrospectiv evoluția concepțiilor despre natura luminii, atunci constatăm că ea a fost de fapt o luptă permanentă între două concepții: cea ondulatorie și cea corpusculară, luptă care avea ca scop eliminarea de pe scena dezvoltării științifice a uneia dintre ele. Este adevărat că în această luptă a fost și o perioadă de liniște și anume în cea de-a doua jumătate a secolului al XIX-lea, cînd se părea că teoria ondulatorie învinsese pe cea corpusculară, liniște care avea însă să prevestească marea furtună care va începe din pragul secolului al XX-lea, odată cu radiația corpului negru, efectul fotoelectric, efectul Compton și multe alte fenomene. În secolul al XIX-lea se putea vorbi despre o victorie a unei teorii. În secolul XX nu se mai poate vorbi despre așa ceva, deoarece nici o teorie nu a reușit să explice în mod corect și consecvent totalitatea fenomenelor în care sînt implicate radiațiile electromagnetice. Nici una dintre cele două teorii nu a reușit să o învingă pe cealaltă pe toate fronturile, pentru ca victoria ei să fie deplină.

Care este drumul pe care trebuie să-l urmăm mai departe în încercarea de a răspunde la întrebarea: *ce este lumina?* Răspunsul la această întrebare l-a intuit încă din 1907 Albert Einstein cînd a calculat fluctuațiile radiației termice. Așa după cum s-a arătat, pentru calculul fluctuațiilor, Einstein a uti-

lizat formula lui Rayleigh-Jeans (valabilă numai în domeniul frecvențelor joase) formula lui Wien (valabilă numai în domeniul frecvențelor ridicate) și formula lui Planck (valabilă în ambele domenii). În primul caz, fluctuațiile obținute indicau că lumina ar avea un caracter ondulatoriu, în al doilea caz un caracter corpuscular, iar în cel de-al treilea caz, simultan, atît un caracter ondulatoriu cît și corpuscular. Rezultă că în domeniul frecvențelor joase predomină caracterul ondulatoriu, iar în domeniul frecvențelor ridicate caracterul corpuscular. Această concluzie a fost confirmată de evoluția ulterioară a cercetărilor, constatîndu-se că, într-adevăr, în cazul radiațiilor X și cu atît mai mult în cel al radiațiilor γ este foarte ușor de pus în evidență caracterul corpuscular și mult mai dificil caracterul ondulatoriu; în timp ce în domeniul undelor hertziene situația este inversă, proprietățile ondulatorii fiind foarte ușor de evidențiat, iar cele corpusculare mult mai greu. Formula lui Planck este valabilă atît în domeniul frecvențelor joase, cît și în cel al frecvențelor înalte. Aceasta l-a făcut pe Einstein să afirme că *„este mult mai probabil să spunem că lumina are atît un caracter ondulatoriu cît și corpuscular"*.

La aceeași concluzie ne conduce și o altă constatare. S-a arătat că există o categorie de fenomene, dintre care cele mai importante sînt interferența și difracția, care pot fi explicate numai cu ajutorul unei teorii ondulatorii, precum și o altă categorie de fenomene, dintre care cele mai importante sînt radiația corpului negru, efectul fotoelectric și efectul Compton, care pot fi explicate numai cu ajutorul unei teorii corpusculare. Există însă și o a treia categorie de fenomene, cum ar fi de exemplu presiunea și refracția luminii care pot fi explicate corect de ambele teorii. Această a treia categorie de fenomene arată clar că radiația electromagnetică ar putea avea în același timp atît un caracter ondulatoriu cît și corpuscular.

Argumente convingătoare în favoarea unei asemenea concepții ne oferă și comportarea particulelor „cele mai corpusculare" cum ar fi de exemplu electronii, neutronii etc., care în unele situații manifestă proprietăți ondulatorii. Astfel, de exemplu, cu ajutorul unui fascicul de electroni și respectiv

de neutroni, s-au obținut, experimental, fenomene de interferență și de difracție.

Drumul pe care trebuie să-l urmăm este conturat: *trebuie să renunțăm la ideea de a pune în opoziție proprietățile ondulatorii cu cele corpusculare și să încercăm să construim o teorie în care cele două proprietăți să se îmbine armonios*. Cum putem să realizăm o asemenea performanță, în care două proprietăți inițial în „agresiune reciprocă“, să le aducem nu numai în starea de „neagresiune“, ci în situația de „colaborare armonioasă“? În acest scop trebuie să studiem și alte cazuri în care se manifestă dualitatea undă-corpuscul.

Răspunsul la întrebarea: *ce este lumina — undă sau corpuscul?* trebuie dat simultan cu răspunsul la întrebarea: *ce este electronul — corpuscul sau undă?*

CUPRINS



COLECȚIA LYCEUM



Care este drumul pe care trebuie să-l urmăm în încercarea de a răspunde la întrebarea: ce este lumina?
Volumul de față prezintă peripețiile legate de dezvoltarea fizicii, frămîntările lumii științifice, din care apare, din ce în ce mai pregnant, ideea că trebuie să renunțăm la teoriile ce pun în opoziție proprietățile ondulatorii cu cele corpusculare și să încercăm să construim o teorie în care cele două proprietăți să se îmbine armonios.